ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE
218

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Gaston BRUGE

PREMIÈRE THÈSE

Étude des États à caractère collectif des noyaux au voisinage des couches fermées par diffusion inélastique des particules α

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 janvier 1967 devant la Commission d'examen

M. RIOU — Président

Mme BENOIST-GUEUTAL, Mme FARAGGI — Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE

218

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Gaston BRUGE

PREMIÈRE THÈSE

Étude des États à caractère collectif des noyaux au voisinage des couches fermées par diffusion inélastique des particules α

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 janvier 1967 devant la Commission d'examen

M. RIOU — Président

Mme BENOIST-GUEUTAL, Mme FARAGGI — Examinateurs

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Professeurs

Le Doyen
M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie & histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie & cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantique & relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique & structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie & cristallographie
	J. P. MATHIEU	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
MM.	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
M.	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
MM.	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologie
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique & expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité
M.	BOUGIS	Biologie végétale marine Villefranche s/Mer
MM.	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématiques MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
		T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKI	Physique M.P.C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire & radio-activité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale & appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
MM.	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M.G.P.
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZENBERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

Professeurs

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité & physique des solides
	GREVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOLERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
MM.	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABOEUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique & atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie S.P.C.N.
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie C.P.E.M.
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire C.P.E.M.
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique C.P.E.M.
MM.	BIZOT J.C.	Physique M.P.C.
	GUIRAUD J.P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

A ma Mère

A mon Père

A Michèle

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545806_0018

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 9

CHAPITRE I. METHODES D'ANALYSE DE LA DIFFUSION DES PARTICULES α 15

I. Diffusion élastique 15

1. Modèle du noyau noir 15
2. Le modèle optique et l'analyse en déphasages 15

II. Diffusion inélastique 17

1. Modèle diffractionnel 17
2. La DWBA 18
3. Les équations couplées 19
4. Le modèle de Austern et Blair 21
5. Comparaison de ces différentes méthodes d'analyse 23
6. Choix du procédé d'interprétation des résultats 23

CHAPITRE II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL 25

1. Le faisceau de particules α 25
2. La chambre de diffusion 28
3. Caractéristiques des cibles 30
4. Les détecteurs de particules 30
5. Exploitation électronique des impulsions données par les détecteurs 32
6. Etalonnages divers 33

a) Alignement de la chambre 33
b) Mesure de l'énergie du faisceau 33
c) Etalonnage de la chaîne en énergie 34
d) Valeur absolue des sections efficaces 34

7. Dépouillement des résultats expérimentaux 34

CHAPITRE III. RESULTATS EXPERIMENTAUX 37

I. Analyse en déphasages de la diffusion élastique 37

II. Analyse de la diffusion inélastique 41

A. Spectres expérimentaux 41
B. Exemples d'analyse de distributions angulaires dans le cadre du modèle de Austern et Blair 45

1/ Excitations au premier ordre 45
2/ Excitations au second ordre 48

C. Energies, spins et parités des niveaux excités 48

Pages

1/ Noyaux de Z et N < 28 : $^{46,48}Ti$ 48
2/ Noyaux où N = 28 : ^{50}Ti, ^{52}Cr, ^{54}Fe 53
3/ Noyaux où Z < 28 < N : ^{56}Fe et ^{58}Fe 59
4/ Noyaux où Z = 28 : les nickels 59
5/ Noyaux où Z = 50 : les étains 62

Chapitre IV. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX, COMPARAISON AVEC LA THEORIE 67

I. Interaction du premier ordre 72

A. Excitations quadrupolaires et octupolaires 72

1. Comparaison des résultats expérimentaux 73

1/ Excitation quadrupolaire (p, p') (d, d') (e, e') (ex. coul.) 75
2/ Excitation octupolaire (p, p') (d, d') (e, e') (ex. coul.) 76

2. Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux des calculs théoriques 77

B. Autres niveaux 79

II. Interaction du deuxième ordre 79

Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux des calculs théoriques 81

CONCLUSION 85

REFERENCES 87

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur J. THIRION, qui m'a accueilli dans son service et m'a donné la possibilité de mener à bien ce travail.

Toute ma reconnaissance va également à Madame H. MATHIEU-FARAGGI, qui a suggéré ces expériences et n'a cessé de me prodiguer aide et conseils pendant les cinq années que j'ai passées à Saclay.

Ces résultats sont le fruit d'un grand nombre d'heures de travail d'équipe. Je remercie particulièrement pour leur précieuse collaboration Madame M. BARLOUTAUD-CRUT et Messieurs A. BUSSIERE DE NERCY, J.C. FAIVRE, P. ROUSSEL, J. SAUDINOS et G. VALLOIS.

Je tiens à remercier spécialement Monsieur J.C. FAIVRE qui, outre la grande part qu'il a prise à toutes les expériences, a rédigé l'essentiel des programmes NORMAN et GASTON.

Je remercie Messieurs R. CHAMINADE, A. FALCOZ, M. LECHACZYNSKI et J. PAIN pour la conception et la réalisation de l'électronique de détection.

La mise en oeuvre de ces expériences a été possible grâce à la collaboration de plusieurs groupes techniques du service. Je tiens à remercier le laboratoire de fabrication de jonctions et surtout Madame A. GARIN et Mademoiselle M. MOULIN pour les nombreux détecteurs que nous avons utilisés ; Monsieur C. RE et le bureau d'étude pour leur contribution à la réalisation de la chambre de détection et les nombreux dessins inclus dans ce texte, Monsieur A. d'AGOSTINO et l'atelier de mécanique.

L'équipe de conduite du cyclotron sous l'impulsion de Messieurs H. POUSSARD et R. CAFIOT a toujours su obtenir le meilleur faisceau de particules α possible, qu'ils en soient sincèrement remerciés.

Je remercie enfin Madame P. GUGENBERGER, qui, avec beaucoup de patience, a assuré une impression rapide.

C'est en qualité de Boursier de Thèse du Commissariat à l'Energie Atomique que j'ai pu accomplir ce travail.

INTRODUCTION

La présence systématique d'un premier niveau excité 2^+ ayant une très forte probabilité de transition E2 vers le fondamental a amené l'introduction de vibrations collectives dans les noyaux pair-pairs sphériques [1] [2] [3]. Les niveaux d'énergie de ces noyaux se sont alors classés en deux groupes distincts : les niveaux de particules interprétés dans le cadre du modèle en couches [4] et les niveaux de caractère collectif s'interprétant phénoménologiquement par des vibrations multipolaires à un ou plusieurs phonons.

Les études de radioactivité et d'excitation coulombienne ont apporté de nombreuses données sur le spectre de basse énergie de ces noyaux. Les états collectifs ainsi étudiés sont essentiellement le premier niveau 2^+ et un groupe de niveaux 0^+, 2^+ et 4^+. Ces niveaux ont pu, avec un certain succès, s'interpréter en termes de vibrations quadrupolaires à un ou deux phonons, mais d'autres modèles tout aussi phénoménologiques, tels que celui d'un rotateur asymétrique [5], ont également permis de rendre compte des mêmes données.

Les réactions nucléaires à interaction directe, qui permettent l'étude des niveaux nucléaires dans une gamme étendue d'énergie, présentent un caractère sélectif dans lequel on retrouve la distinction entre états collectifs et intrinsèques. Les réactions de transfert excitent de préférence les états de particules, alors que les diffusions inélastiques sélectionnent les états collectifs.

C'est ainsi qu'on a mis en évidence l'existence de niveaux collectifs 3^- situés à quelques MeV d'excitation et aussi systématiques que les niveaux 2^+ [6].

Au début de notre travail, quelques cas de double excitation nucléaire par diffusion (α, α') avaient été mis en évidence, en particulier à Saclay [7] [8], et les distributions angulaires obtenues étaient en accord qualitatif avec l'hypothèse d'une excitation vibrationnelle à deux phonons. Le but de notre travail était de définir le domaine de validité du modèle vibrationnel à l'aide de la diffusion inélastique de particules α de 44 MeV fournies par le cyclotron à énergie fixe de Saclay, dans une étude aussi extensive et aussi systématique que possible des états collectifs des noyaux pair-pairs sphériques et, spécialement, des états généralement attribués au triplet vibrationnel quadrupolaire à deux phonons.

Nous avons rencontré rapidement des difficultés d'interprétation, mais les modèles nucléaires ont fait en même temps de grands progrès qui permettent aujourd'hui de mieux comprendre la raison de ces difficultés sans pour autant les résoudre complètement.

L'introduction, dans le modèle en couches, des interactions résiduelles entre paires de particules et de trous ou de quasi-particules permet, dans un ensemble cohérent, de rendre compte du caractère collectif de certains niveaux et du caractère intrinsèque des autres [9]. Les calculs de ce genre se sont longuement développés au cours de ces dernières années, grâce aux ordinateurs, principalement pour les noyaux à une couche fermée. Ils diffèrent les uns des autres par le type de force utilisé, le nombre de configurations explicitement introduites dans les calculs et le nombre de particules ou de quasi-particules participant à l'excitation en cause. L'aspect collectif des premiers niveaux 2^+ et 3^- apparaît alors comme résultant d'une superposition cohérente d'excitations à deux quasi-particules et on peut calculer des probabilités de transition B(E2) ou B(E3).

On peut relier les deux types de description du noyau : macroscopique et microscopique. On admet que les excitations à deux quasi-particules équivalent aux excitations à un phonon et celles à quatre quasi-particules aux excitations à deux phonons. Mais on peut obtenir certains mélanges de configurations à deux quasi-particules qui conduisent à une fonction d'onde totale très analogue par sa forme globale aux fonctions d'onde "à deux phonons" [10]. Dans ce cas, les excitations "du deuxième ordre" ne seraient qu'une forme particulière des excitations "du premier ordre".

Les distributions angulaires observées dans la diffusion inélastique de particules α par les noyaux pair-pairs sphériques au voisinage des couches fermées, permettant de fixer des limites au domaine de validité de l'hypothèse vibrationnelle, apportent une contribution à la connaissance de la structure microscopique des niveaux excités.

COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

Cette comparaison peut avoir lieu de plusieurs manières. Tout d'abord, on confronte les spectres en énergie obtenus dans les deux cas. Ensuite, on compare les probabilités de transition. Dans une troisième étape, on essaie d'introduire, dans un formalisme approprié, des facteurs de forme issus d'une description microscopique du noyau, pour reproduire les sections efficaces expérimentales.

Il existe quelques calculs de distributions angulaires utilisant une description microscopique du noyau cible. Kisslinger [11] a utilisé l'approximation de Born en ondes planes et une force d'interaction δ pour décrire la diffusion de particules α sur ^{58}Ni.

Glendenning et Vénéroni [12] ont porté les fonction d'onde de Arvieu et al. [13] dans un calcul en approximation de Born avec des ondes déformées (DWBA), pour analyser la diffusion de particules α par les premiers niveaux excités de ^{58}Ni et ^{62}Ni.

Madsen et Tobocman [14] utilisent également la méthode DWBA et une description microscopique du noyau cible pour décrire la diffusion de particules α sur ^{58}Ni, en déduisant l'interaction α-nucléon de la diffusion élastique. Ce type de calcul a été utilisé par Baron et al. [15] pour analyser des données relatives aux isotopes 116 à 122 de l'étain.

Tous ces calculs ont donné des résultats en accord seulement qualitatif avec l'expérience. Tout récemment, avec la même méthode, Bingham et al. [16] ont obtenu de bons résultats, surtout pour le niveau 2^+ à 0,93 MeV de ^{90}Zr. Dans l'état actuel des choses, de tels résultats sont trop peu nombreux. Pour une comparaison systématique théorie-expérience, on doit encore passer par l'intermédiaire discutable des probabilités de transition calculées à l'aide des paramètres de vibrations collectives, moyennant quelques approximations. Ce procédé a été utilisé dans ce travail, faute de mieux, bien qu'il présente quelques ambiguïtés que nous exposerons, et incite à un développement aussi poussé que possible de calculs complets.

Le modèle collectif

Dans le modèle collectif [17], on suppose une surface bien définie au noyau. Les paramètres de déformation et d'orientation de cette surface décrivent les mouvements d'ensemble des nucléons du noyau. On définit cette surface par son rayon $R(\Omega)$:

$$R(\Omega) = R_0(1 + \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm} (\theta , \varphi))$$

Les composantes α_{lm} traduisent les déformations statiques ou dynamiques du noyau par rapport à la forme sphérique de rayon R_0. On suppose en outre le volume constant et son centre de gravité fixe. L'hamiltonien total s'écrit alors :

$$H = H_{def} + T_{rot}$$

T_{rot} représente l'énergie cinétique de rotation,

H_{def} contient les énergies potentielle et cinétique de déformation, et son traitement conduit au modèle vibrationnel.

Le modèle vibrationnel

Dans les noyaux pair-pairs, on décrit les oscillations de la surface nucléaire autour de la forme sphérique par une superposition d'oscillateurs harmoniques. Pour une multipolarité l, l'hamiltonien s'écrit :

$$H_l = \frac{1}{2} B_l \sum_m |\dot{\alpha}_{lm}|^2 + \frac{1}{2} C_l \sum_m |\alpha_{lm}|^2$$

La fréquence est $\omega_l = \sqrt{\frac{C_l}{B_l}}$. On appelle phonon le quantum d'énergie $\hbar\omega_l$. On a ainsi des niveaux à 1, 2 voire 3 phonons. Dans le cas de deux phonons le spectre en énergie est dégénéré, et, pour des phonons quadrupolaires ($l = 2$), on obtient le spectre :

$2\,\hbar\omega$ ..... 0^+, 2^+, 4^+

$1\,\hbar\omega$ ..... 2^+

$0\,\hbar\omega$ ..... 0^+

On définit un paramètre de déformation dynamique β_l du noyau comme la valeur moyenne de la déformation élémentaire $\alpha_{l\blacksquare}$, par la relation :

$$\beta_l^2 = < \sum_{\blacksquare} |\alpha_{l\blacksquare}|^2 >$$

qui s'exprime à partir des paramètres d'inertie B_l et de tension de surface C_l du noyau de la manière suivante :

$$\beta_l^2 = (2l + 1)\,\frac{\hbar\omega_l}{2C_l}\,.$$

Nous verrons que les sections efficaces inélastiques sont proportionnelles à β_l^2. A partir des valeurs obtenues, on peut calculer, pour la désexcitation électromagnétique des mêmes niveaux, des probabilités de transitions $B(E_l)$ par la relation :

$$\frac{B(E_l\,,\ l \longrightarrow 0)}{e^2} = \frac{1}{2l + 1}\left(\frac{3}{4\pi}\,Z^2R^l\right)^2\ \beta_l^2$$

où R est le rayon électromagnétique du noyau, $R = R_0\,A^{1/3}$ ($R_0 = 1,2$ fm). Ces probabilités de transitions sont les bases d'une comparaison simple avec les résultats d'autres expériences ou des calculs théoriques.

Pour les états à deux phonons, la transition directe pour la désexcitation d'un état de spin I vers l'état fondamental est strictement interdite dans le cas d'une vibration harmonique, et les distributions angulaires inélastiques "à deux phonons" ne dépendent que du paramètre β_2 caractérisant le premier niveau 2^+.

Le modèle vibrationnel a obtenu un certain succès au voisinage des couches fermées à 28 nucléons. Saudinos [8] a mis en évidence le processus de double excitation nucléaire par diffusion inélastique de particules α de 44 MeV sur des cibles de ^{56}Fe, ^{58}Ni, ^{64}Zn, ^{66}Zn et ^{68}Zn. En fait la dégénérescence en énergie du triplet de niveaux à deux phonons est levée et le rapport 2 prévu par le modèle n'est que grossièrement vérifié. On connaît quelques exemples de triplets 0^+, 2^+, 4^+ observés dans le cas des isotopes pairs du nickel, par Dickens et al. (^{62}Ni, ^{64}Ni) [18] et par Kumabé et al. [(19] ainsi que Jolly [20] dans ^{60}Ni.

Actuellement, on dispose de plusieurs calculs de probabilités de transition pour les niveaux 2^+ et 3^- des noyaux au voisinage des couches fermées en protons ou en neutrons. Tous ces calculs utilisent une interaction composée de la force d'appariement à laquelle on ajoute une force quadrupolaire ou octupolaire.

Quand on parle de probabilité de transition on sous-entend habituellement le mot électromagnétique, car c'est une donnée première des expériences de diffusion d'électrons ou d'excitation coulombienne impliquant cette interaction ; de plus la désexcitation des niveaux se fait par émission γ. Yoshida [21] a calculé des probabilités de transition pour les niveaux 2^+ et 3^- de ^{58}Ni et ^{60}Ni et du niveau 2^+ des étains en remarquant que, dans le cas d'une interaction nucléaire, on devait tenir compte de tous les nucléons du noyau.

En donnant une charge effective au neutron, ce qui est une autre manière d'exprimer la même idée, Kisslinger et Sorensen [22] ont calculé les probabilités de transition pour le niveau 2^+ des nickels et des étains.

Vejé [23] a étendu la méthode de Yoshida au calcul des probabilités de transition aux niveaux 3^- des noyaux à une couche fermée. Il fait intervenir le spin isotopique en écrivant la probabilité de transition sous la forme :

$$\frac{B}{e^2} \sim (c_0 \sqrt{B_0} \mp c_1 \sqrt{B_1})^2$$

où les coefficients c_0 et c_1 dépendent de l'interaction et les termes B_0 correspondent à une transition sans changement d'isospin ($\Delta\tau = 0$) et B_1 à une transition avec changement d'isospin ($\Delta\tau = 1$).

Dans cette hypothèse, la diffusion inélastique de deutons ou de particules α n'implique que le terme B_0 calculé en tenant compte de tous les nucléons ; les autres expériences impliquent les deux termes, avec une sommation sur tous les nucléons dans le cas de diffusion (p, p'), et sur les protons seulement pour la diffusion inélastique (e,e') et l'excitation coulombienne. Les résultats n'ont donc aucune raison de ne pas dépendre de la manière dont ils ont été obtenus.

Lombard et Campi-Benet [24] ont calculé des probabilités de transition pour les niveaux 2^+ et 3^- des noyaux à une couche fermée, sans charge effective, en utilisant un grand nombre de configurations de protons, y compris celles du coeur.

Nous avons vu qu'on calcule la probabilité de transition expérimentale à partir du paramètre collectif de déformation β_l. En fait, il est préférable d'utiliser la "longueur de déformation" $\delta_l = \beta_l R$, sans doute la moins dépendante de la particule et de l'interaction en cause [25]. Compte tenu des hypothèses de Vejé, on écrira la probabilité de transition "nucléaire" à l'aide d'une expression dérivée de celle donnant les probabilités de transitions électromagnétiques. Pour la désexcitation d'un niveau de spin I vers l'état fondamental 0^+, dans l'hypothèse d'une distribution de charge uniforme, la probabilité de transition sera :

$$\frac{B(E_I\ ,\ I \longrightarrow 0)}{e^2} = \frac{1}{2I+1} \left(\frac{3}{4\pi} N_{eff}\ R^{I-1}\right)^2\ \delta_I^2$$

où R est le rayon électromagnétique du noyau $R = R_0 A^{1/3}$, $R_0 = 1,2$ fm ; N_{eff} traduira le nombre de nucléons impliqués dans la transition.

Si l'on admet qu'on puisse, de façon compatible, décrire un état collectif d'un noyau à l'aide d'un modèle collectif et d'un modèle "microscopique", si la précision des calculs et des expériences impliquant des interactions de nature différente était suffisante, la comparaison des probabilités de transition obtenues par (α, α'), (e, e') ou (p, p') permettrait de connaître à la fois le rôle de l'isospin, le nombre de protons et de neutrons qui interviennent dans chaque cas et la distribution des charges dans le noyau.

Dans l'état actuel des choses, on suppose que ces différences ne jouent pas de rôle dominant et on utilise dans presque tous les cas $N_{eff} = Z$.

La diffusion des particules α

Rappelons brièvement les caractéristiques essentielles des distributions angulaires observées dans la diffusion des particules α de moyenne énergie. L'interaction est à la fois électromagnétique et nucléaire et il n'y a pas d'effet de spin. Il y a excitation préférentielle de niveaux à caractère collectif.

On peut analyser les distributions angulaires à l'aide de la théorie de l'interaction directe et leur aspect hautement diffractionnel, caractéristique d'une forte absorption, autorise l'application de modèles simples pour leur interprétation. C'est ainsi que l'approximation de Fraunhofer [26] permet déjà de retrouver l'allure générale des distributions angulaires expérimentales et de reproduire les relations de phases entre les distributions angulaires, connues sous le nom de règles de phase de Blair :

Règle numéro 1 (BPRI)

La première règle correspond aux transitions à un phonon. Elle stipule que les distributions angulaires relatives aux transitions impaires sont en phase avec la distribution angulaire élastique et que les transitions paires conduisent à la relation de phase opposée. On remarque également que l'amortissement de l'enveloppe des oscillations ne dépend pas de l'ordre I de la transition et que, aux petits angles, la forme de la distribution dépend de I. Les niveaux excités sont de parité "naturelle".

Règle numéro 2 (BPRII)

Elle caractérise les niveaux dont les distributions angulaires vérifient la relation de phase opposée. Elle traduit la double excitation nucléaire [8] (niveaux à deux phonons). On remarque alors

que l'amortissement de l'enveloppe des oscillations est moins marqué que pour les distributions vérifiant la règle BPRI.

En fait, ces règles sont schématiques et, en ce qui concerne les niveaux à un phonon, elles subsistent dans les calculs plus élaborés ; dans le cas des niveaux à deux phonons, la question est plus complexe. Nous avons montré [27] que les distributions angulaires relatives au niveau 4^+ à deux phonons vérifiaient la règle des phases BPRI ou BPRII suivant l'élément étudié (^{56}Fe, ^{58}Fe, ^{62}Ni et ^{64}Ni). Le groupe de Berkeley a mis en évidence le fait que la phase des distributions angulaires des niveaux 4^+ à deux phonons de ^{58}Ni et ^{62}Ni dépend également de l'énergie des particules α incidentes [28]. Nous verrons en plus que, suivant la méthode d'analyse utilisée pour ces niveaux, on aboutit à des incohérences.

Ceci incite à interpréter l'ensemble des données dans le cadre des modèles microscopiques qui laissent place, qualitativement, à des distributions angulaires très variées.

Les difficultés de calcul limitent les prévisions théoriques aux noyaux proches des couches fermées en nucléons. C'est pourquoi nous avons étudié les noyaux au voisinage des couches fermées à 28 neutrons et 28 et 50 protons soient ^{46}Ti, ^{48}Ti, ^{50}Ti, ^{52}Cr, ^{54}Fe, ^{56}Fe, ^{58}Fe, ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{62}Ni, ^{64}Ni, ^{112}Sn, ^{114}Sn, ^{116}Sn, ^{118}Sn, ^{120}Sn, ^{122}Sn, et ^{124}Sn.

Nous avons observé des niveaux 2^+, 3^-, 4^+, 5^- et 6^+ dans une bande d'excitation allant dans certains cas jusqu'à 8 MeV. Nous avons analysé les distributions angulaires expérimentales dans l'hypothèse du modèle collectif, cherchant à obtenir le plus de renseignements sur les vibrations nucléaires.

Pour les niveaux à un phonon, nous avons mesuré les longueurs de déformation $\delta_I = \beta_I R$. Dans le cas des excitations quadrupolaire et octupolaire, nous avons comparé les déformations obtenues à celles mesurées dans d'autres laboratoires et calculé des probabilités de transition B(E2) et B(E3) pour les confronter aux prévisions des calculs théoriques les plus récents.

Nous avons étudié tous les niveaux susceptibles d'être à deux phonons dans le cadre du modèle vibrationnel strict et, ce, de manière systématique. Nous verrons qu'on ne peut en déduire de règle générale, et que des modèles plus raffinés s'imposent.

Notre exposé comprendra quatre parties. La première est consacrée aux méthodes d'analyse de la diffusion des particules α. Dans la seconde, nous décrivons notre dispositif expérimental. Dans la troisième, nous donnons les spins et parités des niveaux observés. La quatrième partie contient les résultats numériques de notre analyse et leur discussion. Nous tirerons enfin les conclusions possibles.

CHAPITRE I

MÉTHODES D'ANALYSE DE LA DIFFUSION DES PARTICULES α

Le but recherché est d'extraire des données spectroscopiques de nos résultats expérimentaux. A l'énergie considérée, soit 44 MeV, on utilise la théorie de l'interaction directe sous diverses formes. On en attend des renseignements sur la structure des états nucléaires en cause. En première approximation, on peut supposer que la forme des distributions angulaires ne dépend que du type d'excitation mis en jeu et des propriétés géométriques des niveaux, alors que l'intensité des sections efficaces différentielles est reliée aux éléments de matrice nucléaires des transitions considérées. Dans la mesure où l'on peut séparer ces deux aspects, l'étude de la diffusion inélastique apporte des renseignements sur la structure des noyaux et le type d'excitation en cause.

Toutes les méthodes d'analyse disponibles dérivent du modèle optique généralisé. Ce sont les équations couplées, l'approximation de Born avec ondes déformées (DWBA) et le modèle de Austern et Blair.

Ces différents modèles, à l'exception des calculs utilisant les équations couplées, déduisent la diffusion inélastique des paramètres obtenus dans l'analyse de la diffusion élastique. Nous commencerons donc par exposer brièvement les différentes méthodes utilisables pour l'analyse de la diffusion élastique.

I - DIFFUSION ELASTIQUE

Dans tous les cas étudiés dans ce travail, la diffusion élastique de particules α de 44 MeV a conduit à des distributions angulaires de caractère diffractionnel suggérant un modèle de noyau très fortement absorbant.

1. Modèle du noyau noir

Dans ce modèle particulièrement simple, on néglige l'interaction coulombienne. Le noyau sphérique de rayon R absorbe toutes les particules qui le frappent. La seule restriction est que la longueur d'onde associée aux particules incidentes soit inférieure au rayon R. Alors, la diffraction de Fraunhofer conduit à une section efficace de la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = R^2 \left[\frac{J_1 (2kR \sin\theta/2)}{2 \sin\theta/2} \right]^2 \qquad \text{et} \qquad \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \, d\Omega = \pi R^2$$

k est le nombre d'onde de la particule, θ l'angle de diffusion, et J_1 la fonction de Bessel ordinaire du premier ordre.

Ce modèle permet de rendre compte des oscillations expérimentales et d'attribuer au rayon R une valeur déduite de la position des extrémums. Toutefois, il rend mal l'allure de la décroissance avec l'angle de l'enveloppe des oscillations.

2. Le modèle optique et l'analyse en déphasages

On utilise un développement en ondes partielles de l'amplitude de diffusion avec une interaction à courte portée ajoutée à une force coulombienne. On en connaît bien les résultats [29] et la section efficace s'écrit :

$$\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2$$

L'amplitude de diffusion f(θ) s'exprime en fonction des déphasages η_l de chaque onde partielle d'ordre l par :

$$f(\theta) = f_{coul}(\theta) - \frac{1}{2ik}\sum_{l} (2l + 1)\ e^{2i\sigma_l}\ (1 - \eta_l)\ P_l(\cos\theta)$$

où

$$f_{coul} = -\frac{n}{2k\sin^2\frac{\theta}{2}}\ \exp\left\{-in\ \mathrm{Log}\left(\sin\frac{\theta}{2}\right) + 2i\sigma_0\right\}$$

et

$$n = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}.$$

On calcule le déphasage nucléaire η_l à partir du potentiel d'interaction U(r) de la particule incidente avec le noyau. Dans les cas des particules α, il n'y a pas de terme lié au couplage spin-orbite. Pour un noyau de forme et de volume bien définis on définit le potentiel optique U(r) comme :

$$U(r) = f(r)\ V + i\ g(r)\ W$$

La partie réelle V est un potentiel moyen d'interaction alpha-noyau et la partie imaginaire W traduit l'absorption de l'onde incidente.

- le facteur de forme spatiale f(r) est du type Woods-Saxon:

$$f(r) = \left[1 + \exp\frac{(r - R)}{a}\right]^{-1}$$

où R est le rayon du noyau et a caractérise l'épaisseur de la surface nucléaire ;

- la fonction g(r) a soit la même forme que f(r), avec éventuellement des paramètres différents, dans le cas d'une absorption de volume, soit une forme gaussienne centrée à la surface du noyau pour une absorption de surface, ou encore est une combinaison des deux.

Depuis les études systématiques de diffusion élastique de particules α de Igo et Thaler [30] on sait que, aux angles avant du moins, les distributions angulaires sont sensibles essentiellement à la forme du potentiel au voisinage de la surface.

Un des inconvénients du modèle optique est qu'on peut obtenir des distributions angulaires semblables avec des ensembles de paramètres très différents. Pour une absorption de volume, Forest [31] a montré qu'on avait une ambiguïté de la forme

$$V\ .\ \exp\left(\frac{R_m - R_0 A^{1/3}}{a}\right)$$

où R_m est le rayon du noyau, point où tous les potentiels ont la même valeur. Dans le cas de ^{60}Ni, $R_m = 7,5 \times 10^{-13}$ cm. Cette ambiguïté est liée au fait que les différents potentiels conduisent aux mêmes valeurs des déphasages.

Une méthode plus empirique consiste à paramétriser directement les déphasages.

Dans un modèle à bord franc du noyau, il existe une valeur L du moment angulaire telle que :

$$1 - \eta_l = 1 \qquad \text{si} \qquad l < L$$
$$1 - \eta_l = 1/2 \qquad \text{si} \qquad l = L$$
$$1 - \eta_l = 0 \qquad \text{si} \qquad l > L$$

Dans un modèle à bord diffus, on écrit que la quantité $1 - \eta_l$ est une fonction continue de l. Blair, Sharp et Wilets [32] ont utilisé la forme suivante :

$$1 - \eta_l = \varepsilon = [1 + \exp\ (l - L)/\Delta]$$

L possède toujours une signification de moment angulaire de coupure. Δ caractérise l'"épaisseur de surface" dans l'espace des moments angulaires. Mac Intyre et al [33] ont adopté cette paramétrisation en donnant à δ_l une partie réelle, donc une phase à η_l. Blair et al [32], négligeant les effets coulombiens, ont montré que cette opération n'affectait pas le pas des oscillations et que le paramètre Δ influait sur l'amortissement de l'enveloppe des distributions angulaires. En fait, pour $L > 10$, seule la valeur du rapport Δ/L compte. Frahn et Venter ont repris cette idée [34] et ont analysé de nombreux résultats expérimentaux en tenant compte des effets coulombiens.

Springer [35] a utilisé la paramétrisation suivante :

$$1 - \eta_l = \varepsilon + B\Delta \frac{\partial \varepsilon}{\partial l} + i \left[A\Delta \frac{\partial \varepsilon}{\partial l} + D\Delta^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial l^2} \right]$$

Il détermine le meilleur accord avec les données expérimentales par une recherche utilisant la méthode des moindres carrés (programme VARMIN) sur les cinq paramètres L, Δ, A, B et D. Springer a analysé avec succès les données relatives à la diffusion élastique des particules α de 50 MeV sur ^{20}Ne et ^{40}Ca.

Alster [36] a employé une autre forme équivalente pour η_l en posant :

$$\eta_l = A_l \, e^{2i\delta_l} ,$$

où

$$A_l = \{1 + \exp [(l_A - l)/\Delta_{l_A}]\}^{-1}$$
$$\delta_l = \delta\{1 + \exp [(l_\delta - l)/\Delta_{l\delta}]\}^{-1}$$

pour étudier la diffusion de particules α de 42 MeV sur ^{207}Pb, ^{208}Pb et ^{209}Bi. L'analyse en déphasages conduit ainsi à un modèle ayant de trois à cinq paramètres, relativement dépourvu d'ambiguïté. Le modèle optique en comporte de quatre à huit avec une indétermination sur le potentiel qu'on espère lever en étudiant la diffusion inélastique. L'utilisation de chacune de ces deux approches a ses avantages et conduit à des analyses assez voisines de la diffusion inélastique que nous décrirons ci-après.

II - DIFFUSION INELASTIQUE

Les différents modèles que nous allons exposer ont été employés dans le cadre de l'hypothèse vibrationnelle.

Le caractère diffractionnel des distributions angulaires expérimentales est bien rendu par les modèles simples de Drozdov-Blair [26] et de Blair, Sharp et Wilets [32].

Le problème le plus général traiterait simultanément, dans un système de N équations couplées, l'excitation de N niveaux du noyau cible. Dans la théorie de l'approximation de Born avec ondes déformées (DWBA), on analyse la diffusion élastique sans couplage et on considère la diffusion inélastique comme une perturbation. Dans certains calculs, on traite explicitement le couplage de l'état fondamental avec les premiers niveaux excités. Enfin, le modèle de Austern et Blair permet, moyennant des approximations simples, d'exprimer sous forme analytique les résultats de la DWBA. Nous allons aborder successivement les différentes méthodes pratiques d'analyse.

1. Modèle diffractionnel

Le modèle de Drozdov-Blair [26] utilise l'approximation de Fraunhofer et l'hypothèse adiabatique pour calculer, dans le cadre du modèle vibrationnel, l'amplitude de diffusion $f(\theta, \alpha)$.

La section efficace différentielle élastique ainsi obtenue est celle du modèle du noyau noir. On introduit le rayon d'interaction R_0, obtenu au premier ordre, dans le calcul de la section efficace inélastique qui s'exprime sous la forme d'une combinaison de fonctions de Bessel. Pour une transition d'ordre l :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{inél.}} (0 \longrightarrow l) = (kR_0^2)^2 \sum_{m=l,-l+2\ldots}^{l} \left(\frac{2l+1}{4\pi}\right) \frac{\hbar\omega}{2C_l} \frac{(l-m)!\ (l+m)!}{[(l-m)!!\ (l+m)!!]^2} J^2_{|m|}(kR_0\theta).$$

On obtient des distributions angulaires qui vérifient la règle des phases BPRI. De plus, le rapport des intensités des sections efficaces théoriques et expérimentales conduit aux paramètres de déformation β_l grâce à la relation :

$$\beta_l^2 = (2l + 1)\frac{\hbar\omega}{2C_l}$$

Les valeurs de β_l ainsi obtenues sont seulement qualitatives, les enveloppes des distributions angulaires théoriques et expérimentales n'ont pas le même amortissement si bien que la valeur de β_l dépend de l'ordre du maximum où elle est calculée. En général on trouve ainsi des paramètres β_l fortement sous-estimés sauf si l'on dispose des données expérimentales aux très petits angles.

Blair [37] a étendu le modèle au deuxième ordre. Il rend compte de l'inversion de la phase des distributions angulaires des niveaux à "deux phonons" et donne une interprétation qualitative de l'amortissement plus faible dans ce type d'excitation. Blair, Sharp et Wilets [32] introduisent l'idée d'un modèle à bord diffus pour reproduire l'amortissement expérimental des distributions angulaires. La complexité du formalisme nécessaire pour décrire le noyau limite le modèle au calcul des sections efficaces des transitions quadrupolaires. Tenant compte du fait que l'amortissement de l'enveloppe des oscillations ne dépend pas du spin l de la transition, nous avons corrigé, pour l supérieur à 2, les paramètres β_l obtenus à l'aide du modèle de Blair dans le rapport trouvé pour les β_2 [27] [38] [39] [40]. Une telle analyse ne peut être que qualitative, mais peut être la base d'une étude systématique. Elle fournit des valeurs des β_l assez imprécises mais plus exactes que celles déduites des formules de Fraunhofer.

2. L'approximation de Born avec des ondes déformées (DWBA)

Nous n'exposons pas en détail les étapes bien connues de la DWBA [41]. Pour une transition d'un niveau de spin i vers un niveau de spin f, l'amplitude de transition s'écrit :

$$T_{if}(\mathrm{DWBA}) = \langle \chi_f^{(-)}(\bar{r}, \bar{k}_f)\ \varphi_f(\bar{\xi})\ |V(\bar{r}, \bar{\xi})|\ \varphi_i(\bar{\xi})\ \chi_i^{(+)}(\bar{r}, \bar{k}_i)\rangle$$

Le potentiel d'interaction V ne dépend que de la différence $\bar{r} - \bar{\xi}$ où $\bar{r}$ représente les coordonnées de la particule diffusée et $\bar{\xi}$ celles de la cible. Les fonctions φ décrivent les états de la cible et sont solution d'une équation de Schrödinger $H_\xi \varphi_n = \varepsilon_n \varphi_n$. Les fonctions d'onde $\chi_{i,f}^{(\pm)}$ décrivent la diffusion élastique de la particule dans les voies d'entrée et de sortie et satisfont aux équations :

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta_r^2 + U(\bar{r})\right\}\ \chi_i^{(+)}(\bar{r}, \bar{k}_i) = E_i\ \chi_i^{(+)}(\bar{r}, \bar{k}_i)$$

où le potentiel $U(\bar{r})$ est un potentiel central, qui peut être complexe et

$$\chi^{(-)*}(\bar{r}, -\bar{k}) = \chi^{(+)}(\bar{r}, \bar{k})$$

La largeur réduite $l_a(r) = \langle \varphi_f | V | \varphi_i \rangle$ contient toute la dépendence de T_{if} en fonction des paramètres décrivant les états de la cible. Si l'on développe le potentiel $V(\bar{r}, \bar{\xi})$ en multipôles

$$V(\bar{r}, \bar{\xi}) = \sum_{LM} V_{LM}(\bar{r}, \bar{\xi})\ (i^L Y_{LM}(\bar{r}))^*,$$

le théorème de Wigner-Eckart permet d'exprimer la largeur réduite. Soient (J_i, π_i) et (J_f, π_f) les spins et parités des états initial et final. On obtient :

$$l_a(\bar{r}) = \sum_{LM} \langle J_i\ LM_i M |\ J_f M_f\rangle\ (i^L Y_{LM}(\bar{r}))^*\ \langle J_f \| V_L \| J_i\rangle$$

et

$$\pi_i \pi_f = (-)^L$$

L'élément de matrice réduit $\langle J_f \| V_L \| J_i\rangle$ se calcule à partir du modèle adopté pour décrire la cible ; ce modèle, en particulier, peut être microscopique. Dans le cas d'un modèle collectif, on l'écrit habituellement sous la forme :

$$\langle J_f \| V_L \| J_i\rangle = A_L F_L(r),$$

et, dans l'hypothèse vibrationnelle, A_L s'exprime sous la forme :

$$A_L = i^L \frac{R_0 V_0}{a} \sqrt{\frac{h\omega_L}{2C_L}} = i^L \frac{R_0 V_0}{a} \frac{\beta_L}{\sqrt{2L+1}} .$$

On calcule le facteur de forme $F_L(r)$ à partir d'un développement en série de Taylor du potentiel U autour de la forme d'équilibre de la cible ($r = R_0$) et on trouve :

$$F_L(r) = a \frac{d}{dr} U(r - R_0)$$

Il suffit donc de définir le potentiel U pour mener à bien ce calcul et

$$T_{if}(\text{DWBA}) = \sum_{LM} A_L < J_f L\, M_f M \mid J_I M_I > \mathcal{I}^{LM}$$

où

$$\mathcal{I}^{LM} = \int dr \;\; \chi_f^{(-)*}(\bar{r}, \bar{k}_f)\; (i^L Y_{LM}(\hat{r}))^*\; F_L(r)\; \chi_i^{+}(\bar{r}, \bar{k}_i)$$

Il existe des programmes [42] qui calculent les distributions angulaires reproduisant la règle des phases BPRI. L'ajustement de la courbe calculée sur les points expérimentaux conduit au paramètre de déformation β_L comparable à celui qu'on obtient par les autres méthodes. De par sa nature, la DWBA est limitée au premier ordre.

Austern et al [43] font un développement de Born au second ordre pour étudier les niveaux à deux phonons. Kisslinger [11] utilise la même méthode avec des ondes planes en introduisant une description microscopique de la cible de ^{58}Ni. En fait, nous verrons qu'il faut ajouter des hypothèses supplémentaires pour mener à bien le calcul.

3. Les équations couplées

L'idée des équations couplées revient à Bohr et Mottelson [17]. On traite exactement l'interaction sur un nombre fini d'états fortement couplés directement ou indirectement à l'état fondamental.

On décrit l'interaction sous la forme phénoménologique du potentiel optique V(r) décomposable en :

$$V(r) = V_{diag} + V_{coupl.}$$

Le potentiel V_{diag} est diagonal par rapport aux spins du projectile et de la cible et n'est autre que le potentiel optique courant. $V_{coupl.}$ couple des voies de spins différents ; dans le modèle vibrationnel, on l'écrit [44] :

$$V_{coupl.} = V_{C1} + V_{C2} .$$

Les termes V_{C1} et V_{C2} représentent respectivement l'interaction au premier et au second ordre.

Si s est le spin du projectile, pour l'onde partielle l_n, on définit le moment angulaire $j_n = l_n + s$, qu'on peut coupler au spin I_n d'un état de la cible pour obtenir le spin total $J_n = I_n + j_n$. On écrit la fonction d'onde totale sous la forme :

$$\psi = \frac{1}{r} \sum_{J_n l_n j_n} R_{J_n l_n j_n} \; \psi_{JM} ,$$

où la fonction d'onde ψ_{JM} contient toute la partie angulaire. Selon le nombre d'ondes partielles et celui des états de la cible considérée, on obtient un nombre variable d'équations couplées de la forme [44]

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{l_n(l_n+1)}{\rho_n^2} - \frac{1}{E_n} V_{diag.} + 1 \right\} R_{J_n l_n j_n}(r) = \frac{1}{E_n} \sum_{J_n', l_n', j_n'} < \psi_{JM} \mid V_{coupl.} \mid \psi_{JM'} > \; R_{J_n', l_n', j_n'}(r)$$

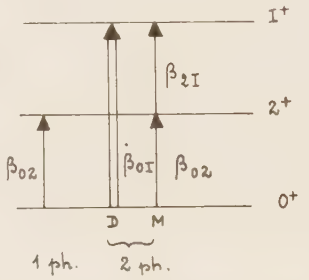
pour $\rho_n = k_n$

Le second membre seul dépend de la structure nucléaire et par conséquent d'un modèle. On peut décomposer l'élément de matrice en un terme qui contient toute la géométrie et en un élément de matrice réduit nucléaire. Dans l'hypothèse vibrationnelle, on évalue facilement cet élément de matrice en fonction des paramètres de déformation β_l.

Dans un tel calcul, on traite simultanément les diffusions élastique et inélastiques. On peut introduire plusieurs niveaux et l'ajustement fournit en une fois les paramètres du modèle optique, les paramètres de déformation du noyau ainsi que des renseignements sur les modes de couplage. On peut introduire des éléments de matrice issus de modèles macroscopiques ou microscopiques et traiter les interactions du premier et du second ordre.

Il existe de nombreux calculs dans ce formalisme, effectués à Oak Ridge [18] [44] [45] et à Argonne [46] [47] [48]. L'étude des niveaux excités au premier ordre (ou à un phonon) conduit à des paramètres β_{0I}, directement comparables à ceux qu'on obtient par ailleurs.

Ce formalisme a été beaucoup utilisé au second ordre. Le schéma ci-dessous représente, outre les niveaux fondamentaux 0^+ et 2^+, un niveau I^+ à deux phonons. Nous avons porté les différents paramètres de couplage : essentiellement β_{02} pour le premier 2^+, β_{0I} pour l'interaction directe (D) à deux phonons et β_{02} et β_{2I} pour l'interaction en deux étapes (M).

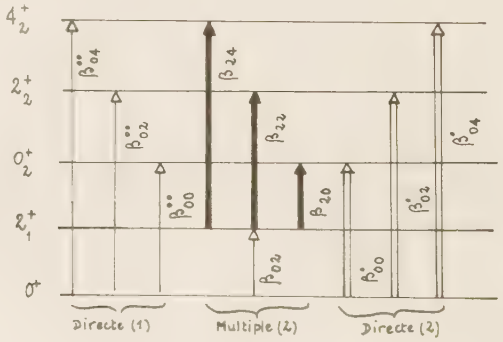


Tous les calculs analysent les distributions angulaires des niveaux à deux phonons comme une composition des processus D et M, le modèle vibrationnel prévoit dans ce cas des relations précises entre ces paramètres.

De façon générale, tous les auteurs ont bien reproduit les distributions angulaires expérimentales sans satisfaire à toutes les exigences de la théorie. Les relations entre les paramètres de couplage ne sont pas respectées complètement ; de plus, la nature réelle ou complexe du facteur de forme modifie sensiblement les valeurs des paramètres [49].

Les capacités des ordinateurs ont longtemps limité à cinq le nombre de niveaux à coupler, si bien que Tamura [45] a simulé les voies négligées par un paramètre supplémentaire W_c. Dans leur analyse des niveaux 4^+ à deux phonons des titanes-46, 58 et 50, Satchler et al [49] ont dû augmenter sensiblement la contribution due au processus direct d'excitation du premier ordre à l'énergie considérée (43 MeV). Les auteurs ont sans doute simulé ainsi un mélange des processus d'excitation des deux ordres non inclus en général dans cette méthode.

Récemment, Tamura et Jolly [50] ont explicitement introduit un tel mélange pour analyser la diffusion de deutons de 15 MeV sur le nickel-60. La figure ci-dessous montre le nombre de processus possibles pour le triplet complet à deux phonons et définit les paramètres d'une telle étude. Le résultat de leur analyse sera discuté plus loin, mais il faut remarquer qu'on ajoute ainsi sept paramètres aux huit déjà nécessaires pour décrire le potentiel optique. Si l'on tient compte du paramètre W_c on doit ajuster seize paramètres.



4. Le modèle de Austern et Blair [37]

Ce modèle, moyennant quelques approximations, met sous forme analytique les résultats de la DWBA et utilise l'approximation adiabatique.

Le potentiel optique généralisé contient les variables dynamiques internes du noyau cible liées aux paramètres du potentiel optique élastique. Il n'est autre qu'un opérateur qui relie la voie incidente aux voies de réaction. L'idée du modèle est qu'on peut relier les éléments de matrice de transition de cet opérateur aux dérivées des éléments de matrice de la diffusion élastique par rapport à ces paramètres.

Si α est un paramètre du potentiel optique élastique jouant sur les coordonnées nucléaires,

$$U(h + \alpha , \vec{r}) = U(h , \vec{r}) + \Delta U(h , \alpha , \vec{r}),$$

ΔU est responsable des transitions vers les autres voies. On exprime ΔU par un développement de Taylor du potentiel U et :

$$\Delta U = \alpha \frac{\partial U}{\partial h} + \frac{1}{2!} \alpha^2 \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} + \cdots$$

h peut être le rayon nucléaire et $\alpha(\Omega)$ le déplacement dû aux oscillations de forme de la surface nucléaire dans la direction définie par le vecteur $\Omega = (\theta , \varphi)$. Autrement dit,

$$\alpha = \sum_{LM} \xi_{LM} \; Y_L^{M*}(\Omega)$$

Les opérateurs ξ_{LM} ne dépendent pas du spin.

L'amplitude de transition adiabatique d'un état initial $|a\rangle$ à un état final $|b\rangle$ est, au premier ordre en α :

$$T_{ba} = \langle b | \chi^{(-)} (\bar{k}_b , \bar{r}) | \; \alpha \frac{\partial U}{\partial h} \; | \chi^{(+)} (\bar{k}_a , \bar{r}) | a \rangle$$

Nous avons déjà défini les fonctions d'onde $\chi^{(+)}$ et $\chi^{(-)}$ qui s'écrivent sous leur forme explicite :

$$\chi^{(+)} (\bar{k}_a , \bar{r}) = \frac{\sqrt{4\pi}}{k_a r} \sum_{l=0}^{\infty} i^l \; (2l + 1)^{1/2} \; e^{i\sigma_l} \, f_l \; (\bar{k}_a , \bar{r}) \; Y_l^o(\Omega)$$

$$\chi^{(-)} (\bar{k}_b , \bar{r}) = \frac{4\pi}{k_b r} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} i^{-l'} \; e^{i\sigma_{l'}} \, f_{l'} \; (\bar{k}_b , \bar{r}) \; Y_{l'}^{m'} \; (\theta , 0) \; Y_{l'}^{m'*}(\Omega)$$

Les déphasages coulombiens σ_l sont les mêmes que précédemment et les fonctions f_l sont les fonctions radiales usuelles.

Le remplacement de $\chi^{(+)}$ et $\chi^{(-)}$ par leur forme explicite et l'intégration sur les angles conduisent, pour une transition d'un niveau initial de spin nul à un niveau excité (I, M_I), à une amplitude de transition de la forme:

$$T_{IM_I,00} = \frac{4\pi}{k^2} \sqrt{2I + 1} \sum_{ll'} i^{l-l'} \sqrt{2l' + 1} \; e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} \; \langle l' I - M_I M_I | \, l 0 \rangle$$

$$\times \langle l' I 00 \; | l 0 \rangle \; Y_{l'}^{-M_I} \; (\theta , 0) \; C_l(I) \int_0^{\infty} f_{l'} \; (kr) \; \frac{\partial U}{\partial h} f_{l'}(kr) \; dr$$

où $k = k_a = k_b$. D'une manière générale, l'élément de matrice de α^n devient :

$$\langle b(I, M_I) \; | \alpha^n | \, a(0 , 0) \rangle = C_n(I) \; Y_I^{M_I *}(\Omega)$$

Austern et Blair utilisent l'identité:

$$\int_0^{\infty} f_l \frac{\partial U}{\partial h} f_l \; dr = \frac{iE}{2k} \frac{\partial \eta_l}{\partial h}$$

et, moyennant l'approximation $\bar{l} = \frac{1}{2} (l + l')$ ils écrivent :

$$\int_0^\infty f_{l'} \frac{\partial U}{\partial h} f_l \, dr = \int_0^\infty f_{\bar{l}} \frac{\partial U}{\partial h} f_{\bar{l}} \, dr = \frac{iE}{2k} \frac{\partial \eta_{\bar{l}}}{\partial h}.$$

Pour le calcul, il faut faire deux hypothèses supplémentaires:

a) η_l est une fonction de la seule différence $(l - L)$ où L, moment angulaire critique, contient toute la dépendance en h. On définit L de sorte que $\eta(L) = 1/2$. On associe alors à L un rayon de coupure R_0 tel que:

$$E = \frac{ZZ' e^2}{R_0} + \frac{\hbar^2 L (L+1)}{2\mu R_0^2}$$

où μ est la masse réduite.

b) Il existe une relation simple entre R_0 et h :

$$\frac{dR_0}{dh} = 1. \quad \text{Alors} \quad \frac{\partial \eta_{\bar{l}}}{\partial h} = \frac{\partial \eta(\bar{l} - L)}{\partial L} \times \frac{dL}{dR_0} = k \frac{\partial \eta_{\bar{l}}}{\partial L}$$

Alors l'amplitude de diffusion de Austern et Blair devient :

$$f_{IM,00} = \frac{i}{2} \sqrt{2I+1}\, C_1(I) \sum_{ll'} i^{l-l'} \sqrt{2l'+1}\, e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} \langle l' I - M_I M_I | l 0 \rangle \langle l' I 00 | l 0 \rangle Y_{l'}^{-M_I}(\theta, 0) \frac{\partial \eta_{\bar{l}}}{\partial l}$$

Il n'y a plus qu'à définir la forme de η_l pour terminer le calcul. Pour un niveau de spin I, le rapport des sections efficaces théorique et expérimentale conduit à la valeur du carré du coefficient C_1 lié à la "longueur de déformation" $\delta_I = \beta_I R$ par la relation :

$$C_1(I) = \frac{\delta_I}{\sqrt{2I+1}}.$$

Utilisant l'approximation WKB, Bassichis et Dar ont obtenu une formulation du même genre pour les sections efficaces [52].

Excitation double. Un développement du potentiel au deuxième ordre permet d'écrire l'amplitude de transition pour un niveau à deux phonons sous la forme [43] :

$$T_{fi}^M = R_0^2 \sum_{\lambda\lambda'} \langle \varphi_{IM}^f | \alpha_\lambda \alpha_{\lambda'} | \varphi_i \rangle \langle \chi_f^{(-)} | Y_\lambda^\mu V' (E + i\varepsilon - H_0)^{-1} Y_\lambda^{\mu'} V' + 1/2 \; Y_\lambda^\mu Y_\lambda^{\mu'} V'' | \chi_i^{(+)} \rangle$$

en supposant que $\alpha(r)$ commute avec la fonction de Green $(H_0 + i\varepsilon - E)^{-1}$, on obtient le résultat simple :

$$T^{(2)}_{IM_I 00} = \frac{1}{2} \frac{C_2(I)}{C_1(I)} \frac{\partial}{\partial h} T^{(1)}_{IM_I 00},$$

où $T^{(1)}_{IM_I 00}$ est l'amplitude de transition au premier ordre. Avec les mêmes approximations, on exprime $\frac{\partial^2 \eta_l}{\partial h}$ en fonction de $\frac{\partial^2 \eta_l}{\partial \bar{l}^2}$ et on obtient l'amplitude utilisable $f^{(2)}_{IM00}$ sous la forme :

$$f^{(2)}_{IM00} = -\frac{ik}{4} (2I+1)^{1/2} C_2(I) \sum_{ll'} i^{l-l'} e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} \sqrt{2l'+1} \langle l' I - M_I M_I | l 0 \rangle \langle l' I 00 | l 0 \rangle Y_{l'}^{-M_I}(\theta, 0) \frac{\partial \eta_{\bar{l}}}{\partial \bar{l}^2}$$

En termes vibrationnels $C_2(I) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \langle LI00 | L0 \rangle^2 \delta_L^2$, où L est l'ordre du phonon élémentaire impliqué et δ_L la longueur de déformation correspondante. On obtient alors une distribution angulaire qui obéit à la règle des phases BPRII.

Springer [35] a déjà souligné qu'on ne peut obtenir simultanément un accord sur la phase et l'amortissement des distributions angulaires. Ce fait, ajouté à l'existence de distributions angulaires en quadrature avec celles qui vérifient les règles BPRI et BPRII, l'a amené à rechercher un meilleur ajustement dans un mélange des excitations des deux ordres. Cela se traduit dans l'amplitude de diffusion par un facteur de la forme :

$$C_1(I)\left(\frac{\partial r_I}{\partial l} - \frac{k}{2} R \frac{\partial^2 \eta_I}{\partial l^2}\right).$$

Le rapport $R = C_2(I)/C_1(I)$ exprime la valeur du rapport $\frac{M(2) + D(2)}{D(1)}$ c'est-à-dire rapport de la somme des excitations directe (D(2)) et multiple (M(2)) à deux phonons à l'excitation directe (D(1)) à un phonon. A Berkeley, Horen et al.[54] ont montré que, malgré le facteur k, on ne peut rendre compte de la variation de la position des maximums des distributions angulaires sans faire varier le coefficient R, ce qui constitue un échec grave pour le modèle utilisé.

5. Comparaison de ces différentes méthodes d'analyse

Les modèles diffractionnels permettent d'obtenir aisément, et de façon sûre, les spins et parités des niveaux puisque tous les perfectionnements apportés aux différents modèles maintiennent les relations de phase. Le modèle de Blair, Sharp et Wilets est équivalent à un modèle de Austern et Blair à deux paramètres, donc sans partie imaginaire pour le déphasage et sans effets coulombiens. Il doit apporter des paramètres β_l plus réalistes. Cependant, le fait de négliger les effets coulombiens conduit à des valeurs trop petites pour le rayon d'interaction. Au premier ordre, le calcul en équations couplées est le plus rigoureux. Dans la DWBA, on ne tient compte que d'une seule voie inélastique et le modèle de Austern et Blair est une approximation de cette méthode. Dans ces conditions la dispersion des valeurs de δ obtenues pour un niveau d'un élément donné, fixera la validité des approximations faites. Le modèle de Austern et Blair fournit directement la longueur de déformation $\delta_l = \beta_l R$ où R est le rayon d'interaction. On passe aisément, dans les deux autres méthodes, des β_l aux δ_l quand on connaît le rayon d'interaction.

Au deuxième ordre, le modèle de Austern et Blair est insuffisant puisque le rapport R, essentiellement lié au noyau cible, varie avec l'énergie des particules incidentes. Dans un calcul en équations couplées, Tamura [45] reproduit les résultats de Berkeley relatifs à ^{58}Ni et ^{62}Ni, à énergie variable avec les mêmes paramètres de couplage, en faisant seulement varier la profondeur du potentiel ; alors, les relations entre les paramètres de couplage prédits par le modèle vibrationnel ne sont pas vérifiées.

6. Choix du procédé d'interprétation des résultats

On peut donc utiliser plusieurs procédés, plus ou moins raffinés, pour l'interprétation des données.

Le modèle nucléaire le plus simple est le modèle collectif avec l'introduction d'excitations à un ou deux phonons. Alors, pour les excitations à un phonon, les équations couplées, la DWBA et la paramétrisation en déphasages de Austern et Blair sont sensiblement équivalentes. Les formules de Austern et Blair ont l'avantage d'une certaine simplicité et d'un nombre réduit de paramètres avec un facteur de forme complexe.

Pour les excitations à deux phonons, le choix se réduit aux équations couplées et au modèle de Austern et Blair, la DWBA semblant inutilisable. Les équations couplées ont un certain succès au prix de l'introduction d'un très grand nombre de paramètres qui entraînent assez loin d'une interprétation vibrationnelle simple. Les formules de Austern et Blair, rigidement liées à l'hypothèse vibrationnelle, ne permettent qu'un accord qualitatif avec l'expérience.

Si l'on veut faire appel à des modèles nucléaires réalistes et à une description des niveaux excités à l'aide de fonctions d'onde microscopiques, on ne peut plus utiliser le modèle de Austern et Blair, mais on dispose de la DWBA et des équations couplées. On ne distingue plus alors les excitations à un ou deux phonons, et les distributions angulaires obtenues reflètent les variations des facteurs de forme.

Dans l'état actuel des choses, les calculs de ce type ne sont pas encore tout à fait au point. Nous avons donc choisi, faute de mieux, d'interpréter nos résultats dans le cadre du modèle vibrationnel à un ou deux phonons. La qualité des accords obtenus fixera le domaine de validité de ce modèle. Ce choix fait, le modèle de Austern et Blair nous a paru préférable en raison de sa maniabilité et du petit nombre de paramètres qu'il implique. Nous avons procédé de la manière suivante, en utilisant le programme NORMAN, écrit à Saclay(•) :

- Dans une étude de la diffusion élastique, on détermine le meilleur jeu de paramètres pour les déphasages dont on calcule les dérivées $\frac{\partial \eta_I}{\partial l}$ et $\frac{\partial^2 \eta_I}{\partial l^2}$

(•) J.C. FAIVRE et G. BRUGE, S.P.N.M.E., SACLAY non publié.

- Le sous-programme INELAS calcule les sections efficaces inélastiques. Au premier ordre, on obtient, par normalisation sur les points expérimentaux, les coefficients $C_I^2(I)$, donc les longueurs δ_I. Dans le cas où l'on n'obtient pas d'accord satisfaisant au premier ordre, on introduit le second ordre en faisant varier le rapport R. Nous donnerons ultérieurement des exemples d'analyse de distributions angulaires.

Nous attendons alors d'une telle analyse :

- la séquence des spins et parités des niveaux excités.

- des renseignements sur l'évolution des longueurs δ_l avec N et Z.

- une limite quantitative à l'accord avec le modèle vibrationnel en acceptant un certain mélange des deux ordres.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nos différentes expériences, ont, en général, utilisé le même dispositif. Le faisceau initial, bien défini par une suite de fentes réglables, est analysé par un aimant. Nous avons étudié simultanément à plusieurs angles la diffusion des particules α dans une petite chambre sous vide, à l'aide de détecteurs à jonction au silicium.

I - LE FAISCEAU DE PARTICULES α

Le cyclotron à énergie fixe de Saclay donne un faisceau de particules α de 44 MeV avec une largeur relative en énergie de 1 à 2 %. On abaisse cette dispersion à moins de 2 p. 1000 par une analyse magnétique dans un aimant de 70° déjà décrit [55]. La figure 1 schématise le dispositif expérimental.

Deux aimants à gradient alterné focalisent le faisceau à l'entrée de l'aimant d'analyse. La boîte à lèvres n° 1 facilite l'alignement. L'aimant d'orientation distribue, suivant la nature des expériences, le faisceau sur les deux postes expérimentaux occupés. La boîte à lèvres n° 2, placée dans la focale objet de l'analyseur magnétique, en définit l'objet.

Les boîtes à lèvres comportent quatre lèvres en tantale, deux horizontales et deux verticales, refroidies et isolées électriquement pour une mesure éventuelle du faisceau.

La boîte n° 1 est réglable à la main et le déplacement des quatre lèvres dans leur direction respective est de 0 à 10 mm avec une précision de 0,1 millimètre.

La boîte n° 2 est manoeuvrée de la salle de commande du cyclotron. Dans chaque dimension, les deux lèvres se déplacent symétriquement, permettant une ouverture de 0 à 6 millimètres avec une précision de 0,1 millimètre. Un quartz escamotable, observé par l'intermédiaire d'une caméra de télévision, facilite le contrôle du faisceau.

La boîte n° 3, identique à la boîte n° 1, placée dans la focale image de l'aimant analyseur, détermine la surface et la dispersion en énergie du faisceau sur la cible. Tout au long de l'expérience, on maintient constant le champ de l'aimant d'analyse à l'aide d'une sonde à effet Hall située dans le champ de fuite. Une mesure différentielle des courants recueillis sur deux pelles isolées à l'entrée de l'analyseur et la boîte à lèvres n° 3 fixent la direction initiale du faisceau. La stabilité du champ dans l'aimant et de la direction d'entrée assurent celle en énergie du faisceau.

Les réglages des diverses fentes couramment utilisés sont les suivants :

- les lèvres n° 1, ouvertes au maximum, déterminent un carré de 20 millimètres de côté.
- les lèvres n° 2 définissent une ouverture verticale rectangulaire de (4×1) mm^2.

La résolution en énergie de l'aimant autorise, pour les lèvres n° 3, la même ouverture que pour les lèvres n° 2. En fait, le faible diamètre de la chambre expérimentale ne permet pas à l'impact du faisceau sur la cible d'excéder une surface égale à $(6 \times 0,6)$ mm. Il en résulte une diminution de l'intensité utilisable.

L'ensemble des restrictions imposées au faisceau se traduit par une intensité moyenne de 30 nA environ avec une dispersion en énergie de 40 à 60 keV. Cela est suffisant pour la plupart des expériences.

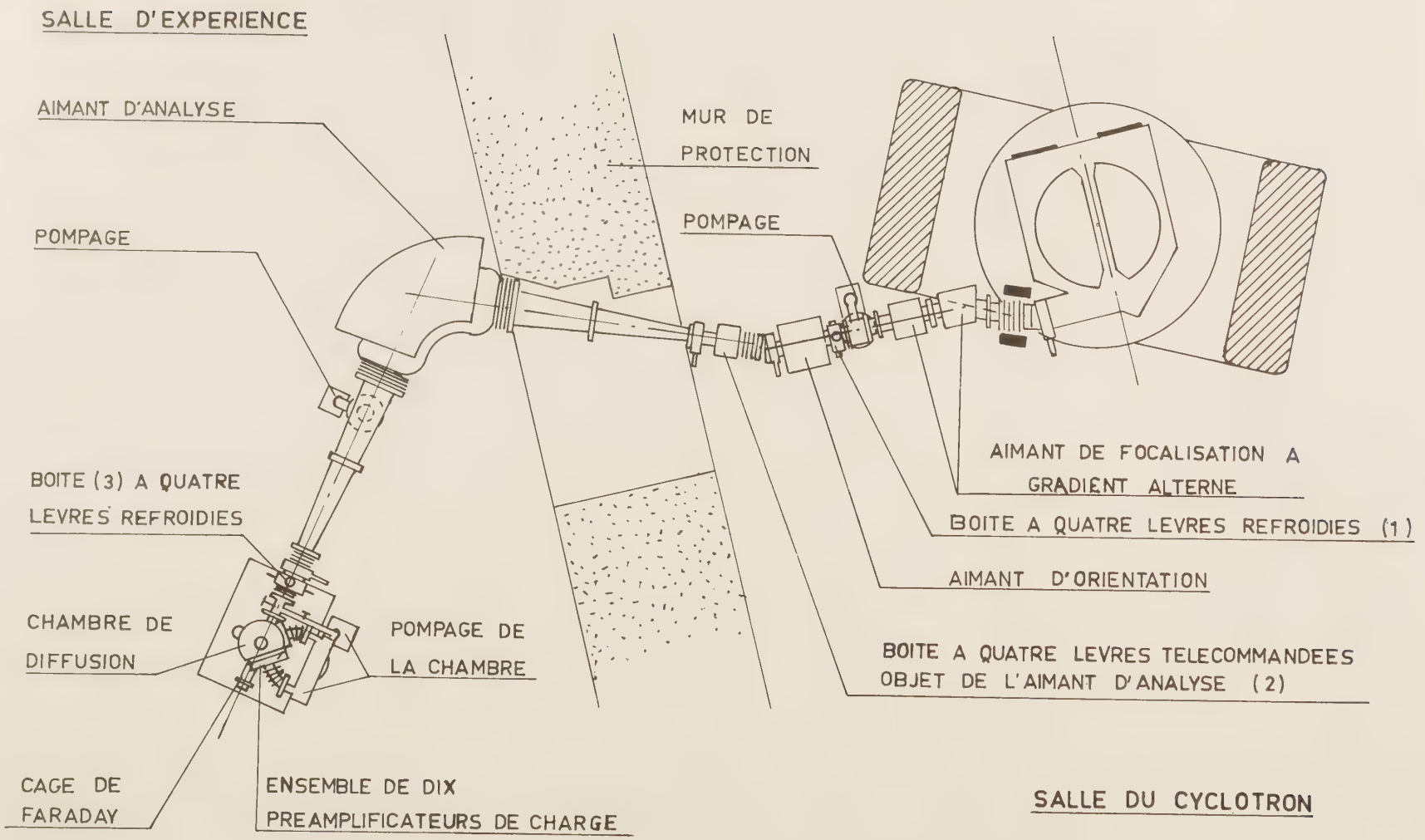


Figure 1 - Disposition générale de l'expérience

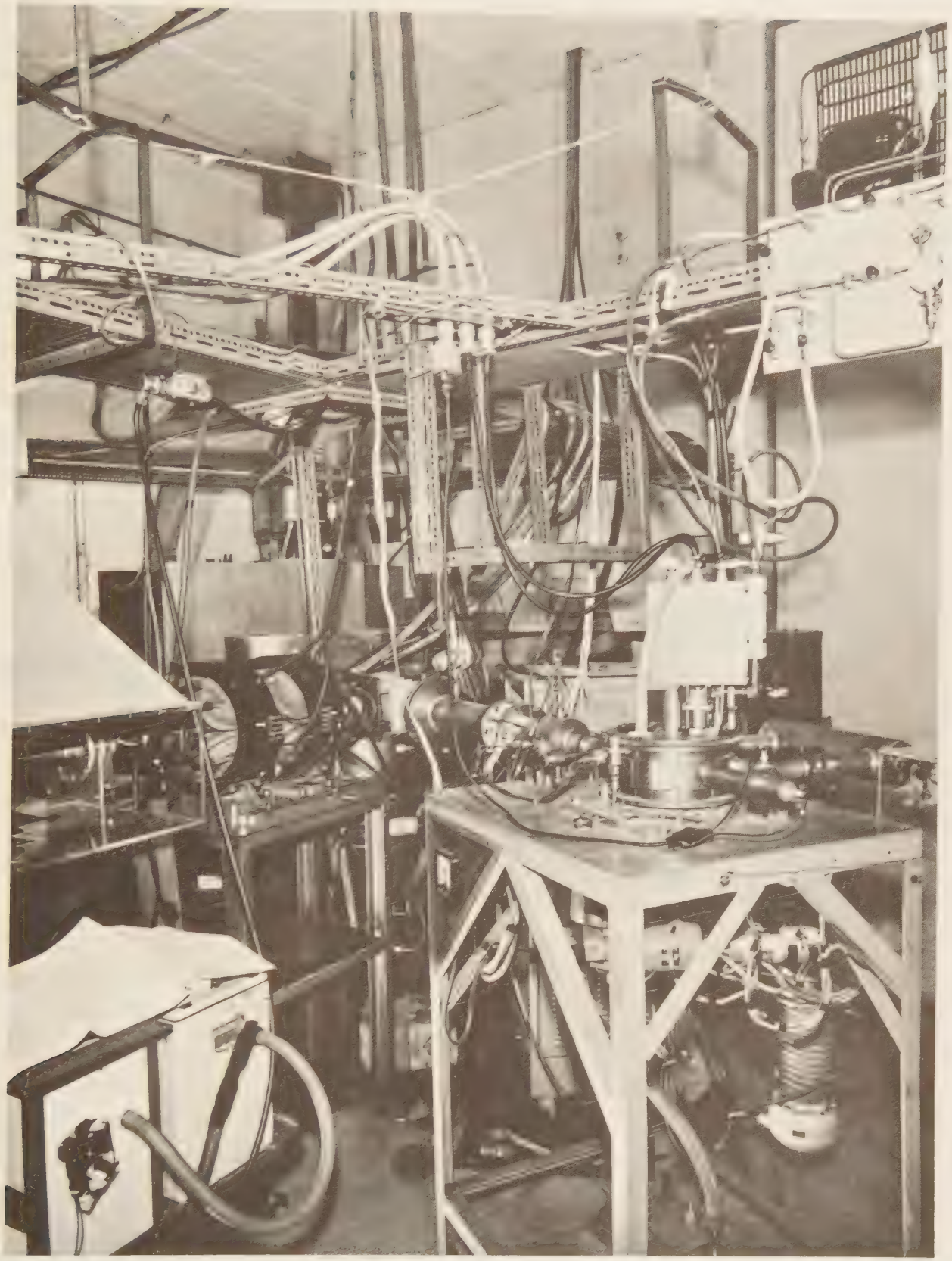


Figure 2 - Implantation de la chambre de diffusion (3, 3') dans la salle des cibles

II - LA CHAMBRE DE DIFFUSION

La conception de la chambre expérimentale résulte d'un compromis entre la recherche d'une résolution angulaire suffisante et d'un taux de comptage confortable, c'est pourquoi nous l'avons faite de la manière suivante :

C'est une petite chambre cylindrique en acier de diamètre et hauteur intérieurs respectivement égaux à 23 et 13 centimètres. Un système de vis permet de faibles translations et rotations de la chambre par glissement sur son bâti, ce qui rend très rapide la phase finale de l'alignement.

La figure 2 montre la chambre sur son bâti et tous ces dispositifs annexes ; la figure 3 en donne une coupe verticale simplifiée.

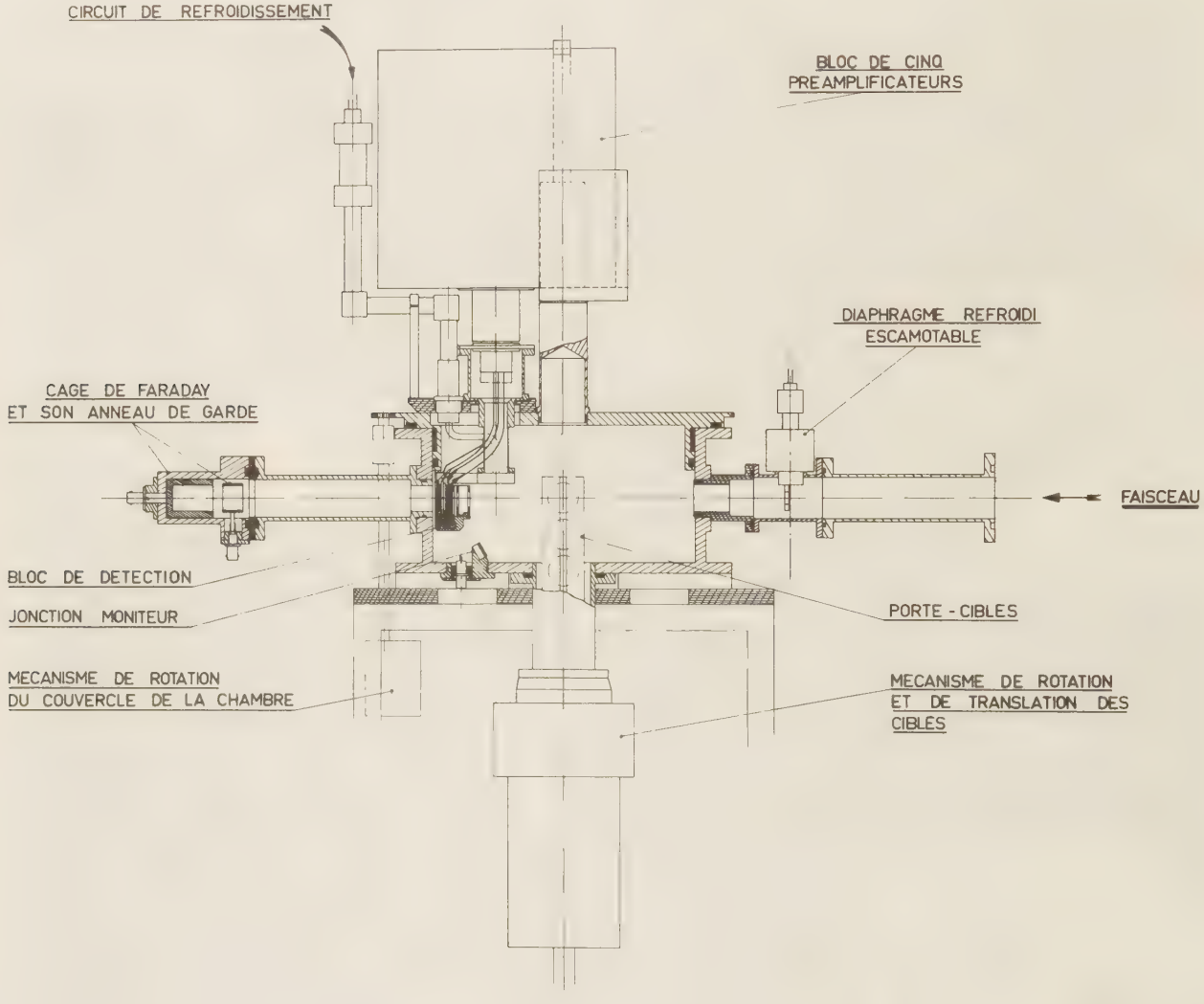


Figure 3 - Coupe verticale de la chambre de diffusion (α, α').

La chambre permet la détection sous vide, simultanée, à huit angles, séparés par des intervalles de 3°, de ± 7° à ± 173° avec une erreur sur l'angle de 0,1° et une ouverture angulaire de 0,4° à 0,8°. Le couvercle de la chambre tourne sur roulements à billes et galets et reçoit un bouchon porteur des différents jeux de fentes nécessaires et des détecteurs. Le porte-cibles à quatre logements est susceptible de rotation suivant un axe vertical et de translation verticale. Toutes ces manoeuvres sont effectuées par télécommande à partir de la salle de mesure. Des selzyns assurent l'affichage des déplacements. On a prévu un emplacement pour une jonction monitrice faisant un angle de 30° avec le faisceau incident.

La chambre est isolée de son bâti et de l'ensemble aimant d'analyse et cyclotron. Une cage de Faraday en graphite, avec anneau de garde, recueille le faisceau non diffusé.

La figure 4 montre le support des détecteurs. On y distingue les différents systèmes de fentes. Les fentes de définition sont en fait déterminées par le recoupement de deux diaphragmes donnant l'un la hauteur, l'autre la largeur. La distance au centre de la cible, initialement de 8,4 cm a été portée à 10,4 cm pour une meilleure définition angulaire. Il y a, dans chaque dimension, 3 possibilités conduisant à 9 valeurs pour les angles solides entre $6,9 \times 10^{-5}$ à $2,06 \times 10^{-3}$ stéradian.

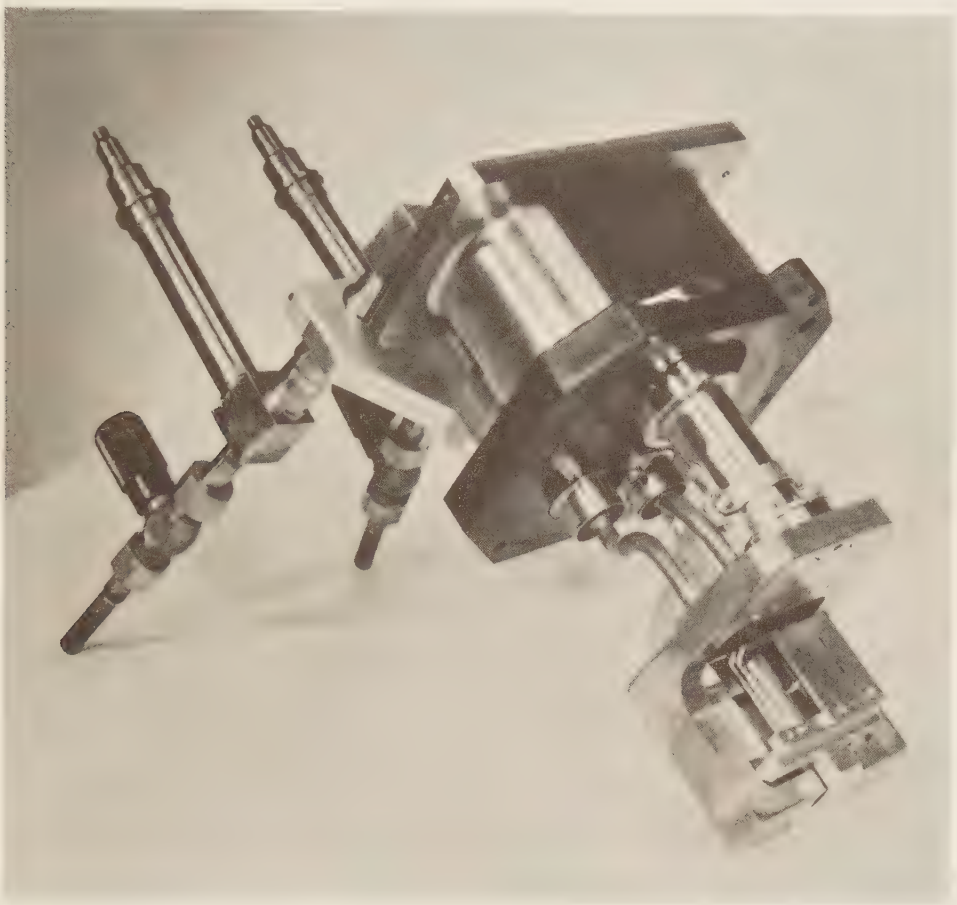


Figure 4 - Vue globale du support des détecteurs

Les diaphragmes sont en tantale, avec une épaisseur de 1,5 millimètre. La tolérance mécanique est de 0,02 millimètre.

On réalise les fentes anti-diffusion placées à 1 cm en avant des précédentes sur le même principe. Il y a deux hauteurs possibles : 5 et 15 millimètres. On ajuste leur largeur sur celle des fentes de définition de la façon suivante :

- fentes de définition (mm) 0,3 0,6 1,5
- fentes anti-diffusion (mm) 0,8 1,0 2,0

Cette chambre possède de nombreux avantages :

- le faible encombrement de l'ensemble est compatible avec les dimensions de la salle d'expériences et facilite les opérations d'alignement ;

- on peut modifier le système de détection ;

- la grande variété des angles solides possibles, jointe à la détection multiangulaire, permet d'effectuer des expériences variées, débordant le cadre de la diffusion inélastique de particules α, objet initial de sa construction.

Il reste que c'est une petite chambre, avec les limites que cela entraîne. Nous utiliserons des détecteurs spécialement fabriqués pour nous au laboratoire. Nous avons vu les précautions prises pour définir les dimensions du faisceau et sa trajectoire finale.

III - CARACTERISTIQUES DES CIBLES

Nous avons utilisé des cibles d'isotopes séparés. Elles contiennent toutefois des impuretés soit légères, (carbone et oxygène), soit sous forme d'isotopes voisins non complètement éliminés, soit lourdes (mercure des pompes).

On identifie rapidement, grâce à la cinématique, les pics relatifs aux diffusions élastique et inélastique sur le carbone et l'oxygène. Nous avons mesuré, avec une cible de mylar, les sections efficaces pour les différents niveaux gênants de ces deux éléments, ce qui permet de corriger les sections efficaces différentielles obtenues pour l'élément étudié.

La présence d'isotopes voisins implique qu'on en connaisse les pourcentages, ce qui est donné par le fabricant, et qu'on en ait déjà fait l'étude. On peut, quand l'un d'eux domine nettement, soustraire automatiquement les résultats de la diffusion par une cible de cet isotope, jusqu'à disparition d'un pic relatif à un niveau bien connu de ce dernier, ce qui a été fait pour ^{50}Ti (^{48}Ti).

Le pic d'impureté lourde présente l'intérêt de fournir un élément de calibrage.

Nous avons utilisé des cibles monoisotopiques présentant le meilleur enrichissement possible. Quelques unes d'entre elles ont été directement fabriquées à Oak Ridge, mais la plupart ont été obtenues à Saclay par évaporation sous vide à partir d'isotopes fournis par Oak Ridge, sauf celles de chrome-52 (électrolyse), d'étain-120 et d'étain-124 (laminage). Passons une revue rapide des cibles employées, par élément :

- les cibles de titane étaient minces, 1 mg/cm² ; il a fallu faire d'importantes soustractions de ^{48}Ti des cibles de ^{50}Ti (77 %) et de ^{46}Ti (70 %).

- la cible de chrome-52 était très pure (> 99 %) et épaisse de 1 mg/cm².

- les cibles de fer étaient épaisses de 3 mg/cm² environ pour un enrichissement supérieur à 97 % pour les fers-54 et 56 et de 80 % pour le fer-58.

- les cibles de nickel, toutes très pures (> 99 %), présentaient une épaisseur voisine de 2,8 mg/cm².

- les cibles d'étain ont eu des épaisseurs très variées (0,4 mg/cm² pour les isotopes 112 et 114 et de 3,3 à 7,3 mg/cm² pour les autres isotopes) et des enrichissements divers (70 % d'étain-112, 56 % de 114, et de 80 à 95 % des autres isotopes).

Nous devons les cibles de ^{52}Cr, de ^{120}Sn et de ^{124}Sn à J. Bellicard et celles de ^{112}Sn et de ^{114}Sn à Madame M. Conjeaud.

Les épaisseurs des cibles sont fournies à l'origine. Voulant ensuite comparer les sections efficaces obtenues, nous avons essayé de les déterminer en mesurant l'énergie perdue dans leur traversée par des particules α naturelles. Toutefois, l'imprécision des relations parcours-énergie au-dessous de 8 MeV et la présence d'impuretés d'oxygène et de carbone sont telles que, dans les meilleures conditions expérimentales, compte tenu des inhomogénéités localement possibles, on ne peut connaître les épaisseurs de cibles qu'à 10 % près.

IV - LES DETECTEURS DE PARTICULES

Ces détecteurs sont des jonctions au silicium et doivent s'intégrer au porte-détecteur. Ils sont donc peu encombrants et de dimensions adaptées à une distance angulaire de 3°. La figure 5 montre quelques exemples de détecteurs utilisés ainsi que le mode de réalisation des diaphragmes. Dans le silicium, le parcours des particules α de 44 MeV est de 820μ. Il faut, par conséquent, fabriquer des détecteurs épais (~ 1 mm) rectangulaires, dont la surface utile recouvre le maximum [illegible] la surface totale, ce qui exige leur fabrication sur place.

L'épaisseur demandée est à la limite des possibilités des jonctions à barrière de surface.

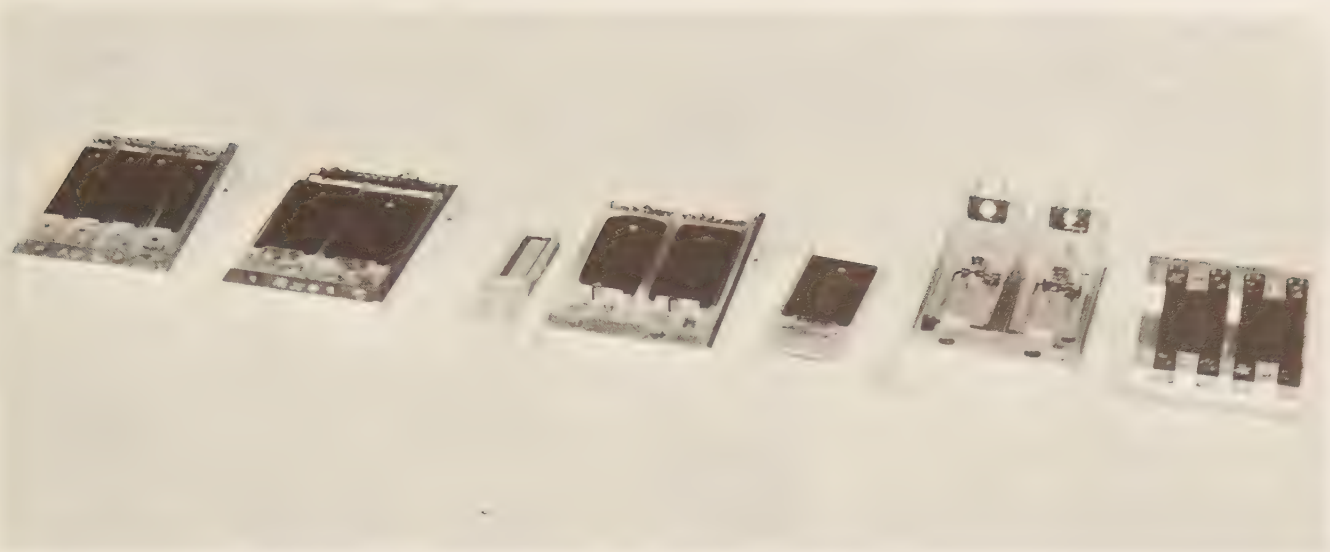


Figure 5 - Exemples de détecteurs utilisés dans les diverses expériences. On peut également y voir, à droite, le procédé de réalisation des diaphragmes.

Nous avons utilisé des détecteurs n-i-p dopés au lithium, [56] fabriqués à Saclay et précédés ou non par des détecteurs ΔE à barrière de surface de localisation.

Vallois a montré qu'on peut réaliser plusieurs détecteurs à barrière de surface indépendants sur une même plaquette de silicium [58]. Ces détecteurs sont alors très semblables entre eux. Nous avons longtemps utilisé cette possibilité, avec quatre détecteurs. L'inconvénient d'un tel système est que, pour une jonction détériorée, il faut changer les quatre. Dans le dernier montage, nous avons adopté des jonctions ΔE individuelles.

Outre les difficultés habituelles de fabrication des détecteurs au lithium, venant essentiellement de la présence des impuretés dans le silicium (oxygène essentiellement [57]) ou dans les acides et solvants employés aux différentes phases de leur élaboration, s'ajoutent celles qui proviennent des formes et dimensions imposées.

On a dû restreindre au maximum la zone p qui protège le silicium intrinsèque par compensation très sensible aux impuretés extérieures. La forme rectangulaire donnée à la zone sensible du détecteur est également moins favorable que la forme circulaire généralement adoptée pour ce genre de jonction.

Toutes ces raisons expliquent la résolution souvent insuffisante obtenue, encore acceptable si l'on considère les avantages de la chambre et le type d'expériences envisagées.

Le fait de travailler sous vide n'a pas altéré le comportement des détecteurs, même à barrière de surface.

En général, les jonctions compensées au lithium utilisées avaient un courant inverse important (de 5 à 10μ A à 250 V), engendrant un bruit de fond gênant. Nous avons espéré une amélioration notable de la résolution en refroidissant les détecteurs jusqu'à $-50°$, attendant un effet essentiellement sur les jonctions au lithium puisqu'on agit de ce fait sur le bruit de volume.

Si nous avons obtenu des baisses spectaculaires du courant inverse (allant jusqu'à un facteur 100) nous n'avons pas transformé une "mauvaise" jonction en "bonne". Dans les cas les plus défavorables, la résolution est passée de 500 keV à 350 keV, ce qui rendait les jonctions utilisables dans certains cas. Avec une "bonne" jonction, ayant une résolution comprise entre 100 et 150 keV, la faible amélioration de la résolution obtenue (10 %) ne compensait pas les inconvénients dus au refroidissement, à savoir, long temps de stabilisation à froid comme à chaud, qui retarde toute opération dans la chambre, tendance au givrage de certaines pièces du montage et lourdeur inévitable de l'ensemble du dispositif.

V - EXPLOITATION ELECTRONIQUE DES IMPULSIONS DONNEES PAR LES DETECTEURS

Description d'ensemble

Nous voulons enregistrer simultanément les spectres en énergie des particules α diffusées à huit angles différents dans un sélecteur d'amplitude à 4096 canaux découpés en huit bandes de 512 canaux. Il faut donc, pour chaque impulsion initiale, disposer à la fois d'un signal analogique analysé en amplitude et d'un signal logique qui l'adresse dans le bloc convenable.

Nous donnons (figure 6), le schéma d'ensemble du montage pour quatre voies de détection. Quatre jonctions ΔE précèdent une large jonction E. Les signaux ΔE donnent les ordres d'aiguillage et on analyse en amplitude la somme E + ΔE. Les divers éléments constitutifs du montage ont déjà été décrits [59].

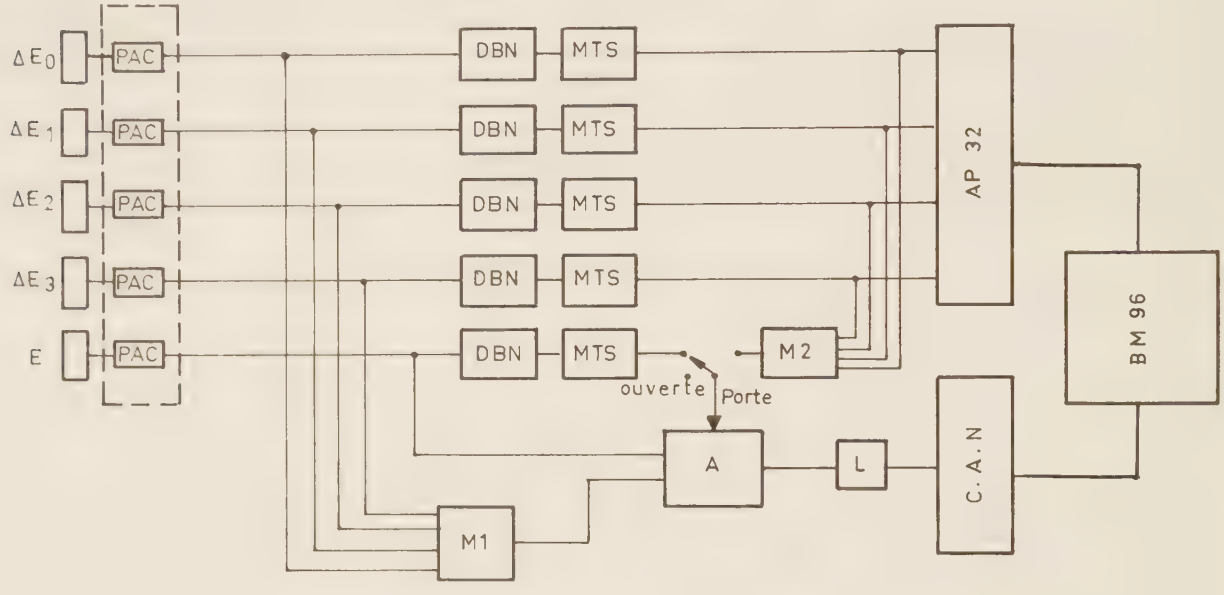


Figure 6 - Schéma d'ensemble de l'électronique de détection

Chaque détecteur est relié à un préamplificateur de charge (PAC). Les signaux de sortie suivent deux voies différentes : analogique et logique.

1/ Voie analogique

Les impulsions ΔE, après traversée d'un mélangeur à bas niveau M1, sont injectées dans l'amplificateur A. On y fait la somme des signaux E + ΔE quelle qu'en soit leur origine. Une loupe (L), à seuil réglable, transmet les signaux au convertisseur analogique-numérique lié au bloc analyseur.

2/ Voie logique

Elle a deux rôles :

a) fournir a l'aiguilleur AP32 une impulsion calibrée lui permettant d'ordonner au bloc mémoire le stockage dans une tranche déterminée par l'angle de détection. On aura donc une chaîne logique sur chaque voie ΔE.

b) limiter le bruit de fond du dispositif analogique grâce à une porte que l'amplificateur n'ouvre qu'en présence de signaux à l'entrée.

Un discriminateur à bas niveau (DBN), de haute sensibilité, et un circuit monostable (MTS) constituent la chaîne logique montée sur chaque voie. On ouvre la porte soit par les signaux logiques ΔE mélangés dans M2, soit par le signal logique E.

Si l'on n'utilise pas de jonctions ΔE, les jonctions E occupent les emplacements ΔE de la figure 6. On supprime alors la voie E.

Eléments constitutifs

1/ Les préamplificateurs de charge sont du type hybride à nuvistors et transistors, conçus et réalisés par Chaminade et Falcoz [59]. Ils ont pour rôle de donner une impulsion de tension proportionnelle à l'énergie perdue dans le détecteur, donc à la charge recueillie, indépendamment de la capacité de la jonction. La capacité dynamique d'entrée est de 2500 pF. L'impulsion de sortie est proportionnelle à l'énergie perdue avec une pente de 10 mV/MeV. Les préamplificateurs sont groupés par blocs de 5 (4 ΔE + 1E) au voisinage des détecteurs (figure 2) pour limiter le bruit de fond.

2/ Les mélangeurs sont des modules amplificateurs de gain 1 (± 0,005) et non inverseurs.

3/ Les amplificateurs à transistors ont un gain maximal de 200, atténuable de 0 à 24 décibels soit d'un facteur 1 à 16. Les constantes de temps d'intégration et de dérivation sont toutes deux égales à 10^{-6} seconde.

Tous ces circuits sont très stables en température (en moyenne $\Delta G/G < 10^{-4}$ par degré.

4/ L'ensemble d'analyse Intertechnique comporte : l'aiguilleur, le convertisseur analogique numérique et le bloc de mémoires.

a) L'aiguilleur AP32 peut fournir jusqu'à 32 voies d'analyse. Il comporte une matrice de codage à diodes et un circuit logique OU exclusif qui élimine deux impulsions trop rapprochées.

b) Le convertisseur analogique-numérique CA25 permet au maximum une analyse sur 1024 canaux, soit 10 bascules. Une horloge donne le cycle de base qui est de 8 MHz et le temps t de conversion est donné par $t = 15\mu s + (0,25 \times n)\ \mu s$ si n est le numéro de canal de l'impulsion analysée. L'amplitude maximale des impulsions analysables est de 8 volts. Le convertisseur en état d'activité donne un signal de temps mort qui peut, par exemple, commander une échelle qui compte les impulsions délivrées par un moniteur. On pourra ainsi corriger les comptages obtenus.

c) Le bloc de mémoires BM96 à tores magnétiques stocke les informations. Un programme de lecture permanente permet de suivre le déroulement de la mesure sur un oscilloscope, soit globalement, soit par tranches de 256, 512, 1024 ou 2048 canaux. On lui fournit les informations sur 12 bascules. Nous avons utilisé un nombre variable de voies (de 2 à 8). Dans le cas de huit spectres de 512 canaux, les informations numériques attaquent les bascules 2^0 à 2^8 et les informations logiques de l'aiguilleur des bascules 2^9, 2^{10} et 2^{11}.

d) On obtient les résultats soit avec une imprimante rapide Soler, soit sur une bande de papier perforé à 8 pistes.

VI - ETALONNAGES DIVERS

a) Alignement de la chambre

Puisque la direction incidente du faisceau est fixée, on réalise un centrage rapide de la chambre à l'aide de quartz ou de cibles en papier millimétré placées au centre de la chambre. On termine l'opération en comptant le nombre de particules diffusées aux petits angles à gauche et à droite sur une cible d'or. La diffusion est alors purement coulombienne et la section efficace varie très vite. L'alignement est terminé quand les comptages effectués à des angles symétriques par rapport au zéro de la chambre sont égaux.

b) Mesure de l'énergie du faisceau

On mesure l'énergie des particules α incidentes par une méthode classique, à l'aide d'une cible de carbone épaisse de 0,3 mg/cm².

Un calcul de cinématique permet de déterminer l'énergie des particules incidentes si l'on connaît deux angles θ_0 et θ_1 où les particules diffusées élastiquement sur le niveau fondamental et inélastiquement sur le niveau à 4,43 MeV ont les mêmes énergies.

Avec une bonne statistique, facilement obtenue avec le carbone, on détermine, avec une grande précision, le point de recoupement expérimental des cinématiques des niveaux fondamentaux et 2^+ à 4,43 MeV. Le calcul d'erreur montre que le facteur dominant est la précision de la mesure des angles θ_0 et θ_1. Ces angles sont inférieurs à 40° et connus à 0,1° près. Cela limite la précision de la mesure de l'énergie du faisceau à 1 %. En pratique, au cours d'un même cycle d'expériences, nous avons obtenu des valeurs très proches soient, par exemple : 43,76 et 43,82 MeV.

c) Etalonnage de la chaîne en énergie

Une fois connue l'énergie du faisceau incident, on peut calculer les cinématiques correspondant à l'étude des diffusions élastiques et inélastiques sur l'or, l'oxygène et le carbone. On accumule un spectre relatif à la diffusion sur une cible de mylar. Le pointé des niveaux principaux de chacun des constituants de la cible permet la détermination du gain de la chaîne de détection et de vérifier sa linéarité.

Au cours de l'expérience, on peut recommencer ce contrôle, mais il suffit de relever les positions des niveaux connus dans les éléments étudiés.

d) Valeur absolue des sections efficaces

Pour une bonne précision sur la valeur de la section efficace, il faut connaître la charge totale ayant traversé la cible, tenir compte des temps morts, déterminer l'angle solide, et, dans notre cas, vérifier que toutes les voies de détection sont bien identiques.

Nous avons vu qu'une cage de Faraday recueille le faisceau non diffusé ; un anneau de garde empêche la fuite d'électrons secondaires, d'ailleurs peu importante. Une échelle ECT 21 mesure le courant produit par l'intermédiaire d'un convertisseur courant-fréquence DYMEC (1 μA = 100 kHz). Un dispositif de précomptage permet d'arrêter l'expérience pour une charge donnée. Le convertisseur possède son propre système d'étalonnage et on règle avec soin le zéro en l'absence de courant. La précision de la mesure de la charge est excellente ($\sim 10^{-4}$).

Nous avons déjà mentionné la correction de temps mort effectuée sur l'analyseur. Cette correction ne tient compte que du temps mort le plus important, (le temps mort des DBN est environ égal à 5 % de celui du convertisseur), celui du convertisseur analogique-numérique.

La détermination de l'angle solide se fait à partir des dimensions de la chambre et des fentes de définition, pourvu que le faisceau ne forme pas une tache trop grande par rapport auxdites fentes. L'ouverture du diaphragme de définition détermine donc celle de la boîte à lèvre n° 3.

Nous avons vérifié l'égalité des différentes voies de détection par des comptages avec une source radioactive naturelle, donc isotrope, placée au centre de la chambre. En donnant légitimement une efficacité de 100 % aux détecteurs, on trouve une égalité entre les plages avec une erreur inférieure à 1 %.

Rappelons que l'erreur sur la mesure de l'angle est de 0,1°.

En définitive, c'est l'erreur sur la détermination des épaisseurs de cibles, évaluée, rappelons-le, à 10 %, qui conditionne la précision des sections efficaces en valeur absolue.

On peut s'assurer de l'exactitude des différentes données qui conduisent à la détermination absolue des sections efficaces en étudiant la diffusion élastique à un petit angle sur une cible d'or d'épaisseur bien connue. Alors, la diffusion est essentiellement coulombienne et on calcule aisément la section efficace. Au besoin, la constance du produit $\frac{d\sigma}{d\Omega} \times \sin \theta/2$ (c.m.) permet de vérifier le calage angulaire de la détection. Saudinos a effectué ces tests [8]. Dans plusieurs cas nous avons eu de bons recoupements entre ses résultats et les nôtres ; nous n'avons donc pas repris ces vérifications.

VII - DEPOUILLEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le grand nombre de résultats accumulés nous a fait rechercher une méthode de dépouillement automatique utilisant l'ordinateur IBM 7094.

La machine effectue un premier tracé des spectres expérimentaux après un lissage préalable. Ce lissage n'est autre qu'un produit de convolution avec une distribution en forme d'histogramme voisin d'une gaussienne de surface unité. On obtient ainsi une régularisation des divers pics permettant un dépouillement plus rapide au prix d'une perte en résolution limitée a priori à 20 %.

Le principe du dépouillement consiste à ajuster, par une méthode de moindres carrés, la meilleure gaussienne sur l'histogramme lissé correspondant à chaque niveau. La surface de la gaussienne donnera la section efficace. Trois paramètres la définissent : sa position N, sa hauteur A et sa largeur B. On découpe le spectre expérimental en tranches et le physicien donne, par pointé sur un premier tracé, le nombre de niveaux à dépouiller et les paramètres à ajuster. Le programme GASTON(*)

(*) J. C. FAIVRE, SPNME, SACLAY, non publié.

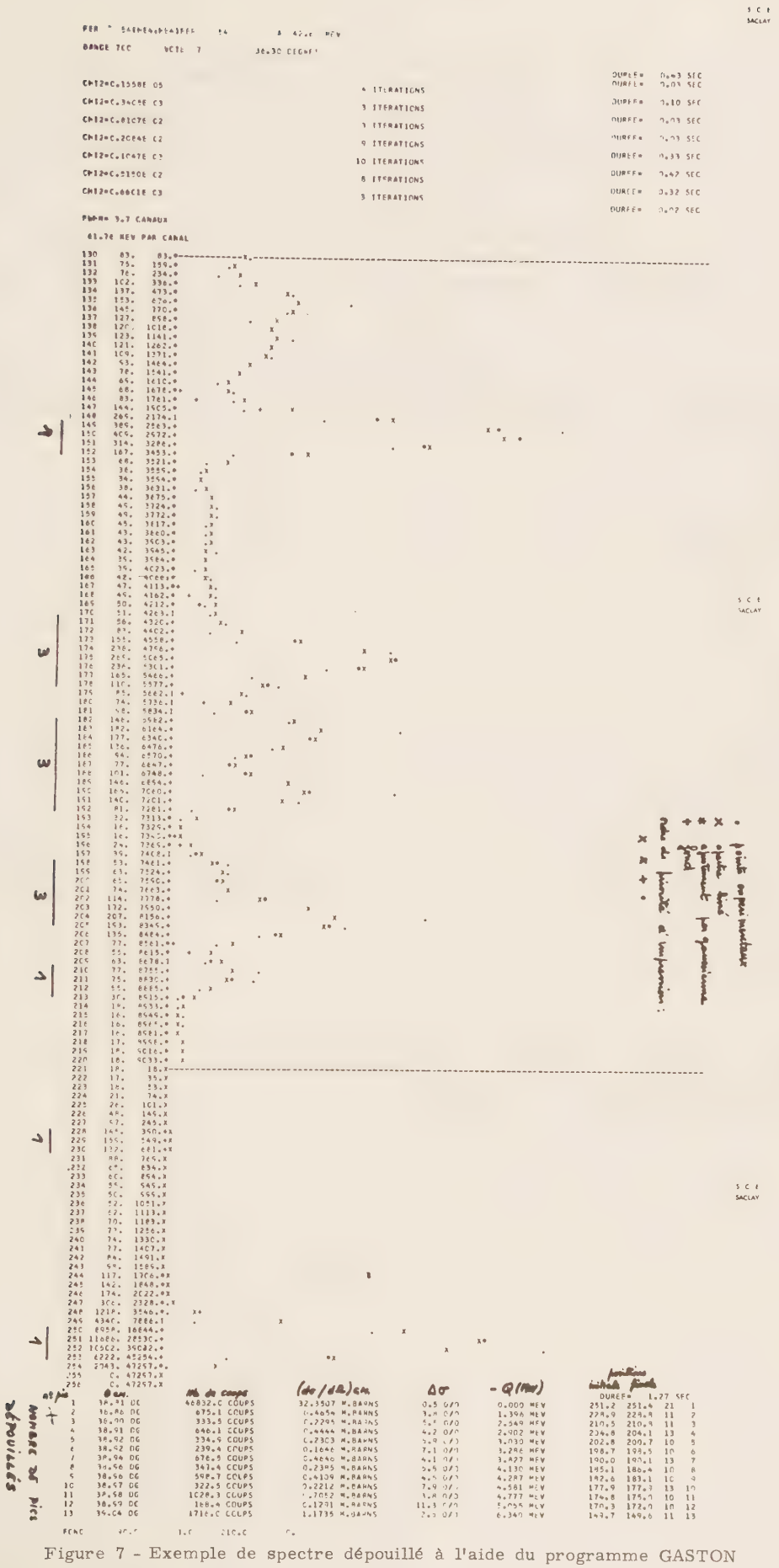


Figure 7 - Exemple de spectre dépouillé à l'aide du programme GASTON

effectue ce travail. En pratique, le sous-programme de recherche AUTO 1 détermine, sur un pic donné à l'avance, en général le pic de diffusion élastique, les paramètres N_0, A_0 et B_0. On conserve la même largeur B_0 pour dépouiller les pics inélastiques dont on ne recherche que l'amplitude et la position. Dans le cas fréquent où la résolution en énergie ne permet pas de séparer des niveaux trop rapprochés, le programme permet la décomposition en 2, 3 voire 4 niveaux de la bosse totale, ce qu'on indique par un code approprié. Enfin, on peut soustraire un fond introduit a priori.

La figure 7 montre un spectre de diffusion inélastique des particules α sur le fer-54 dépouillé par cette méthode. On a, sur la même feuille, les tracés des spectres expérimental (.) lissé (x) et dépouillé (•) ainsi que du fond (+). On y trouve toutes les conditions de l'expérience : angles dans le laboratoire et le système du centre de masse, et toutes les données de l'opération, à savoir, le code de dépouillement, les positions initiales et finales des pics et les résultats. Ceux-ci comportent la section efficace en millibarn, le nombre de coups, l'erreur statistique et l'énergie trouvée pour chaque niveau. Le calibrage en énergie se fait par introduction, a priori, de l'énergie d'excitation d'un niveau prépondérant. Nous voyons que la durée de l'opération est brève (1,3 s par spectre). Nous avons pu vérifier, dans le cas des isotopes 116, 118 et 120 de l'étain et du chrome-52, la concordance des résultats de ce dépouillement avec ceux d'un dépouillement "manuel", dans la limite de l'erreur statistique.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

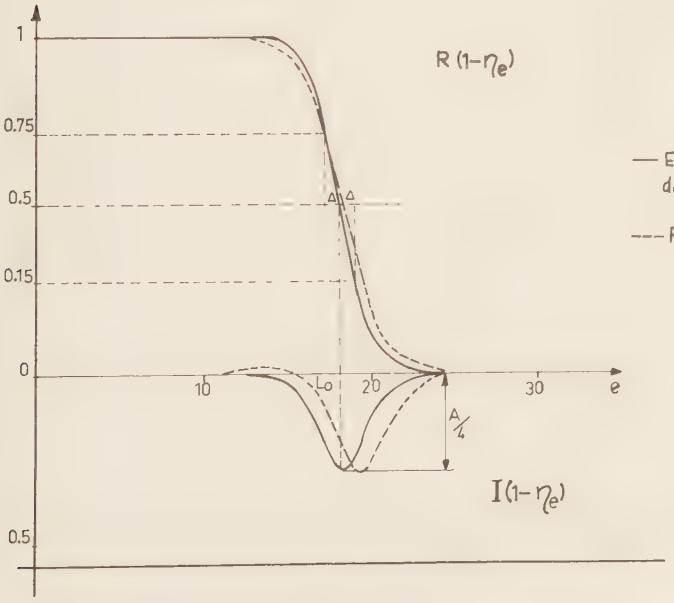
Nous avons utilisé les méthodes précédemment exposées pour l'étude des noyaux au voisinage des couches fermées à 28 et 50 nucléons. Nous étudions ainsi la fermeture de la couche N = 28 dans les isotopes pairs du titane, dans le chrome-52 et les fers, celle à Z = 28 dans les fers et nickels, et enfin la couche Z = 50 dans les étains.

Nous avons analysé toutes les données accumulées à Saclay durant les quatre dernières années. Beaucoup de facteurs ont fortement varié, l'épaisseur des cibles, leur pureté, la bande d'énergie explorée et la résolution expérimentale. C'est le bilan de toutes ces données que nous tentons ici. Tous les résultats dépendent de l'analyse de la diffusion élastique ; nous allons la résumer en premier lieu.

I - ANALYSE EN DEPHASAGES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

Nous avons adopté la paramétrisation de Springer, et recherché le meilleur accord entre la théorie et l'expérience à l'aide du sous-programme AUTO IV.

A. M. Papiau [60] a essayé de limiter la recherche aux trois paramètres L, Δ et A. Elle a montré que Δ joue essentiellement sur la pente de l'enveloppe des oscillations alors que A affecte les amplitudes relatives des extrémums. Il apparaît toutefois qu'on obtient un meilleur ajustement avec les 5 paramètres de Springer. B et D n'ont pas une signification physique précise, cependant Krivine [61] a montré qu'on peut encore interpréter L, Δ et A de la même manière ; ceci est illustré dans la figure 8, extraite de la référence 60, qui montre, dans le cas de ^{60}Ni, l'allure des déphasages pour 3 (courbe en traits pleins) et 5 (courbe en pointillés) paramètres. Dans cette dernière formulation, L et Δ ont légèrement varié et le minimum de la partie imaginaire de $1 - \eta_l$ n'est plus centré exactement en L.



— Expression de la quantité $(1-\eta_e) = f(\ell)$ pour le Ni^{60} à 44 MeV, dans une formule à 3 paramètres:
$L_o = 18,2$ $\Delta = 0,919$ et $A = 1,116$
--- Formule à 5 paramètres:
$L_o = 18,3$ $\Delta = 1,132$ $A = 1,073$ $B = -0,16$ $C = -1,05$

Figure 8 - Représentation des déphasages $R(1 - \eta_l)$ et $\mathcal{I}(1 - \eta_l)$

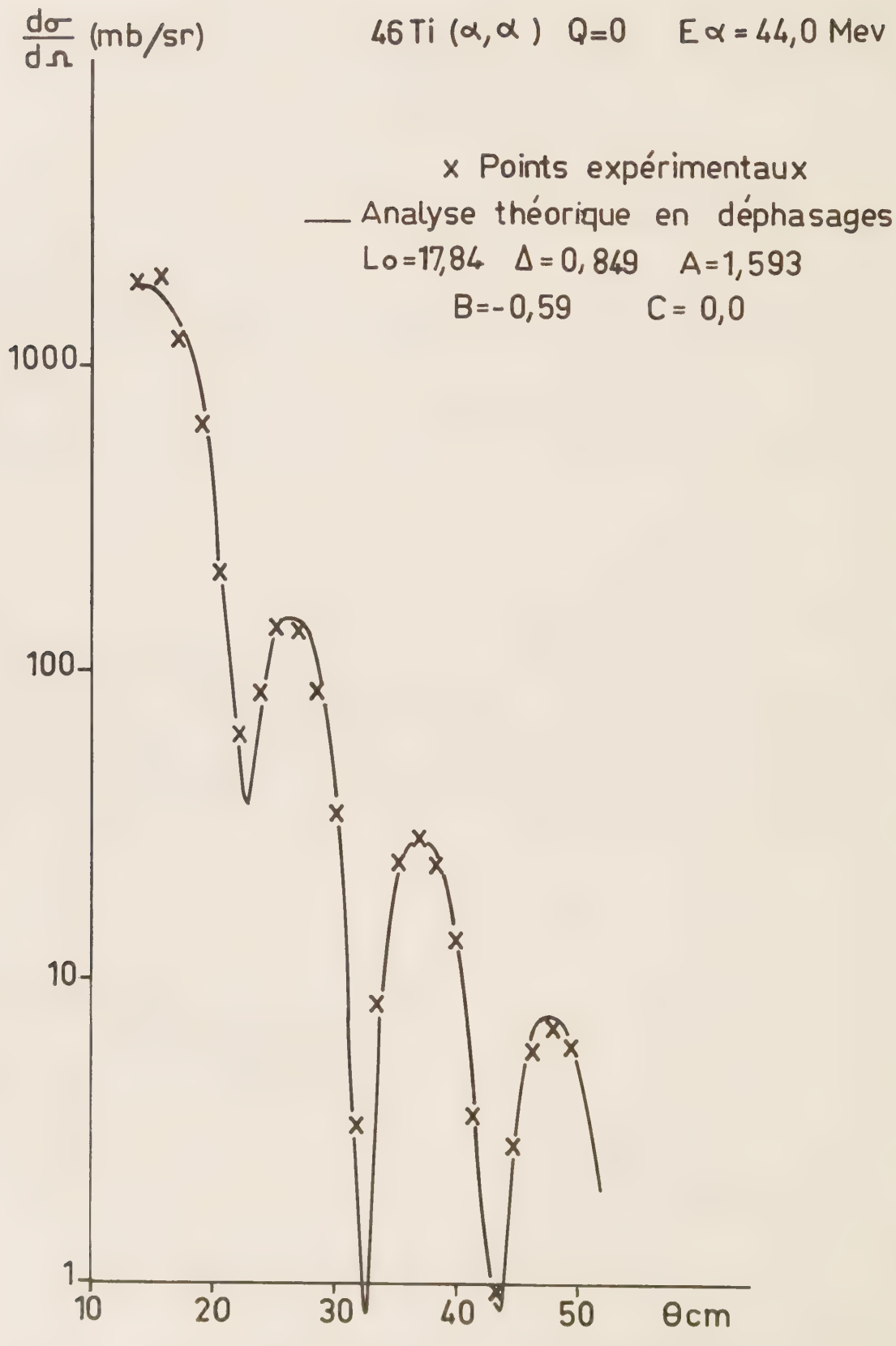


Figure 9 - Analyse de la diffusion élastique sur ^{46}Ti par une paramétrisation des déphasages.

Nous avons représenté, sur la figure 9, l'analyse des données relatives à ^{46}Ti. L'accord est excellent. D'une façon générale, il en est de même pour tous les éléments étudiés dans ce travail, dans tous les cas où le domaine angulaire étudié ne dépasse pas 70° dans le système du centre de masse. Dans tous les cas étudiés à Saclay, où nous avons des données au-delà de cette limite, on ne peut avoir, à la fois, un bon ajustement à l'avant et à l'arrière [60].

La figure 10, relative à l'analyse des données de la diffusion sur ^{122}Sn, illustre les limites du modèle.

1/ pour $\theta_{(c.m.)}$ inférieur à 40°, la distribution angulaire expérimentale oscille peu, à cause des effets coulombiens. Si l'on inclut ces points dans les recherches, on obtient une droite. Le modèle donne des paramètres d'autant mieux définis que les distributions angulaires oscillent plus franchement, d'où une certaine ambiguïté dans le cas des noyaux lourds pour une énergie incidente de 44 MeV.

2/ Pour $\theta_{(c.m.)}$ supérieur à 70°, il y a désaccord complet entre la courbe théorique (en trait plein) et la courbe expérimentale (en pointillés). Le modèle, très simple, n'inclut pas d'effets au second ordre ou de couplage avec des voies inélastiques qui peuvent devenir non négligeables aux angles arrière.

Cependant, nous verrons que des paramètres, obtenus à l'aide des données relatives aux angles inférieurs à 70°, permettent de rendre compte, avec assez de précision, des diffusions inélastiques pour qu'on puisse admettre que les modifications qui seraient nécessaires pour interpréter l'ensemble de la diffusion élastique n'interviennent pas de façon importante.

Le tableau 1 contient les valeurs des paramètres L, Δ, A, B et D donnant le meilleur accord dans l'analyse en déphasages des distributions angulaires élastiques. On peut en tirer des renseignements sur les propriétés géométriques des noyaux à partir des valeurs obtenues pour L et Δ.

Tableau 1

Paramètres L, Δ, A, B, D donnant le meilleur accord dans une analyse en déphasages des résultats expérimentaux de diffusion élastique et rayons et épaisseurs de surface qu'on en déduit pour les noyaux étudiés [61].

Elément	L	Δ	A	B	D	$R_{\alpha\alpha'}$ (fm)	a(fm)
^{46}Ti	17,84	0,849	-1,593	-0,59	0,0	7,67	0,32
^{48}Ti	19,06	1,068	-2,206	-0,91	0,0	8,12	0,40
^{50}Ti	18,18	0,961	-1,644	-0,70	-0,03	7,74	0,31
^{52}Cr	18,03	0,794	-1,652	-0,56	0,0	7,73	0,29
^{54}Fe	17,75	0,719	-1,631	-0,59	-0,19	7,59	0,25
^{56}Fe	18,26	0,908	-1,516	-0,51	-0,04	7,90	0,33
^{58}Fe	19,28	1,060	-1,905	-0,47	-0,28	8,24	0,39
^{58}Ni	18,33	0,929	-1,301	-1,02	0,0	7,97	0,34
^{60}Ni	18,28	1,132	-1,073	-0,16	-1,05	7,96	0,41
^{62}Ni	19,08	0,944	-1,747	-0,47	-0,0	8,23	0,34
^{64}Ni	19,80	1,26	-1,295	-0,97	0,14	8,48	0,46
^{112}Sn	21,28	1,265	-1,635	-0,65	0,05	9,66	0,44
^{114}Sn	21,31	1,238	-1,696	-0,72	0,04	9,66	0,43
^{116}Sn	21,07	1,294	-1,494	-0,89	0,17	9,58	0,49
^{118}Sn	20,23	1,147	-1,297	-0,57	0,08	9,28	0,40
^{120}Sn	20,36	1,202	-1,194	-0,55	0,15	9,32	0,42
^{122}Sn	21,11	1,297	-1,228	-0,58	0,17	9,57	0,45
^{124}Sn	20,98	1,425	-1,247	-0,61	0,17	9,53	0,49

L est relié au rayon d'interaction R du noyau et de la particule α par l'expression :

$$kR = n + (n^2 + L(L+1))^{1/2}$$

où k est le nombre d'ondes et n le paramètre coulombien,

Figure 10 - Analyse de la diffusion élastique sur ^{122}Sn par une paramétrisation des déphasages.

$$n = \frac{m Z Z' e^2}{h v},$$

m étant la masse réduite de la particule α et du noyau cible et Z et Z' leur charge respective.

Δ conduit à la valeur de l'épaisseur de surface a du noyau. Par différenciation de l'expression précédente on obtient :

$$ka = \frac{2L + 1}{2\sqrt{n^2 + L(L + 1)}}$$

Krivine [61] a calculé pour chaque élément les valeurs de R et de a portées dans le tableau 1. En posant :

$$R = R_\alpha + R_0 A^{1/3},$$

où R_α est le rayon de la particule α, et en portant les valeurs de R obtenues en fonction de $A^{1/3}$, il a, par une méthode de χ^2, défini la meilleure droite passant par les points expérimentaux. Les valeurs optimales sont :

$$R_0 = 1,52 \text{ fm} \quad \text{et} \quad R_\alpha = 2,14 \text{ fm}$$

Ces valeurs sont en accord avec celles qu'on trouve dans la littérature pour la diffusion α [62, 63]. Les valeurs des rayons R suivent en gros la loi en $A^{1/3}$, avec une nette diminution traduisant la fermeture de la couche N = 28. Les valeurs de a oscillent faiblement autour de la valeur moyenne 0,36 fm comparable à la valeur 0,34 fm de Frahn et Venter [34] (*).

Les différents ajustements, a priori indépendants, sont donc cohérents, ce qui justifie l'utilisation des paramètres obtenus dans l'analyse de la diffusion inélastique avec le modèle de Austern et Blair.

II - ANALYSE DE LA DIFFUSION INELASTIQUE

Ne pouvant, faute de place, donner pour chaque élément inclus dans ce travail un spectre expérimental, nous nous restreindrons à quelques exemples significatifs.

Pour l'analyse des données expérimentales, nous avons utilisé le modèle de Austern et Blair ; nous en montrons quelques exemples aux deux ordres possibles. Nous exposerons ensuite les renseignements spectroscopiques que nous avons pu en tirer, obtenus sous forme de paramètres collectifs, et nous en discuterons les conséquences au point de vue de la structure des noyaux.

A - Spectres expérimentaux

Les figures 11, 12, 13 et 14 montrent des spectres relatifs à ^{48}Ti, ^{58}Fe, ^{62}Ni et ^{64}Ni. La résolution à mi-hauteur, de 180 keV environ, est la valeur courante dans nos expériences concernant les noyaux moyens. On distingue alors, outre le pic de diffusion élastique, les premiers niveaux 2^+ et 3^-, et, entre les deux, les niveaux susceptibles d'être à "deux phonons" répartis en un nombre variable de pics.

Nous avons obtenu, dans certains cas, une meilleure résolution. Nous avons représenté (figure 15) un spectre de ^{54}Fe dont la résolution est de 120 keV, ce qui permet d'étudier 11 niveaux entre 1,41 et 6,34 MeV. Ce n'est pas la limite inférieure de la résolution. Avec une cible mince (0,4 mg/cm²), un petit angle solide et une jonction à barrière de surface, nous avons obtenu 80 keV dans le cas de l'étain-112, (figure 16). Toutefois, notre faisceau, de faible intensité, impliquait de longs comptages, si bien que nous n'avons pu analyser dans ce cas que les premiers niveaux 2^+ et 3^-, faute de statistique suffisante sur les autres niveaux. En ce qui concerne les autres étains, les sections efficaces étant faibles, il a fallu utiliser de grands angles solides ($1,4 \times 10^{-3}$ sr) et de grandes épaisseurs de cibles (de 4 à 7 mg/cm²) ce qui a détérioré sensiblement la résolution. Nous donnons (figure 17) un spectre typique relatif à l'étain-124. La largeur à mi-hauteur des pics est de 400 keV.

(*) Nous verrons que de faibles variations locales de l'épaisseur a, ont une forte influence sur la détermination des longueurs δ.

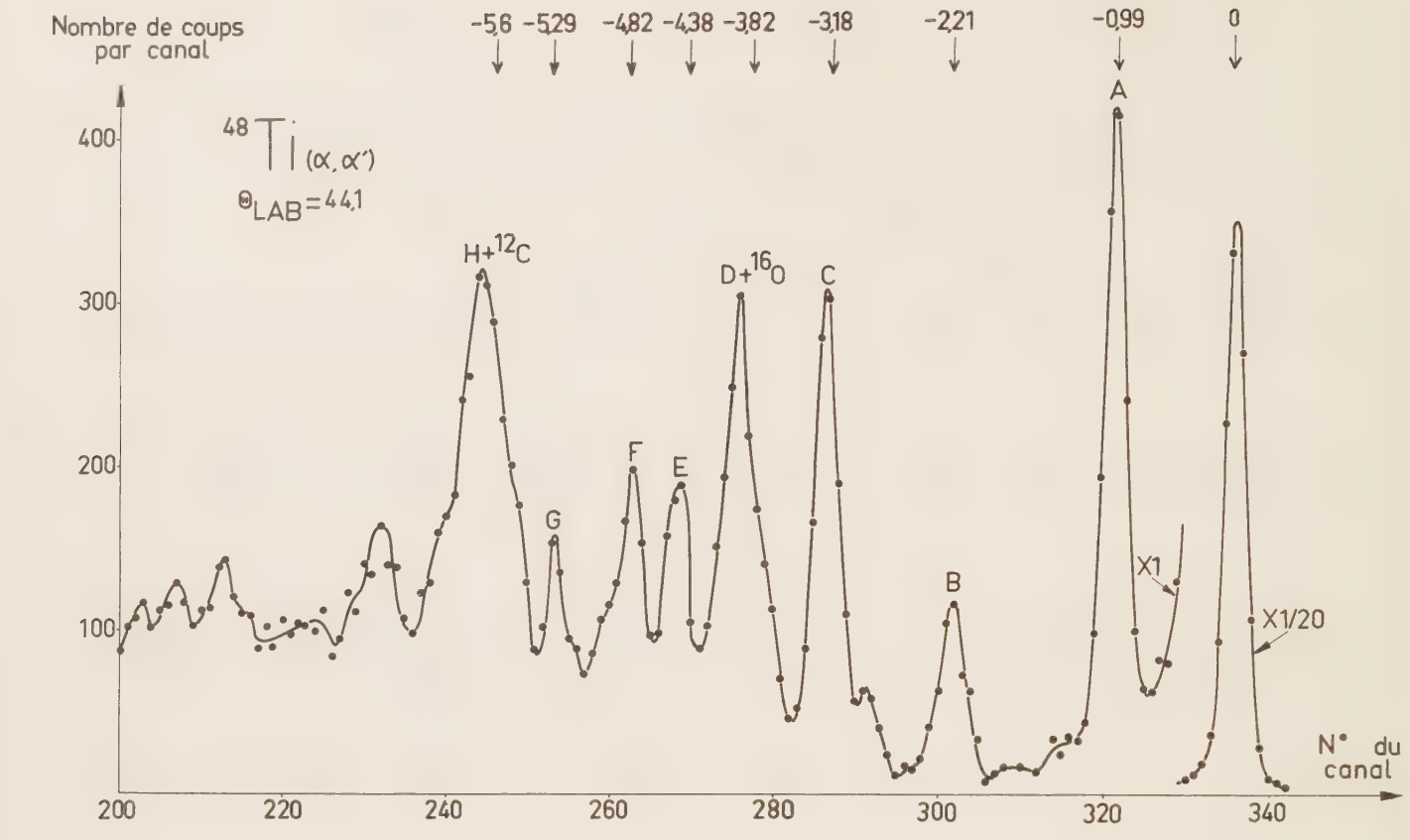


Figure 11 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{48}Ti.

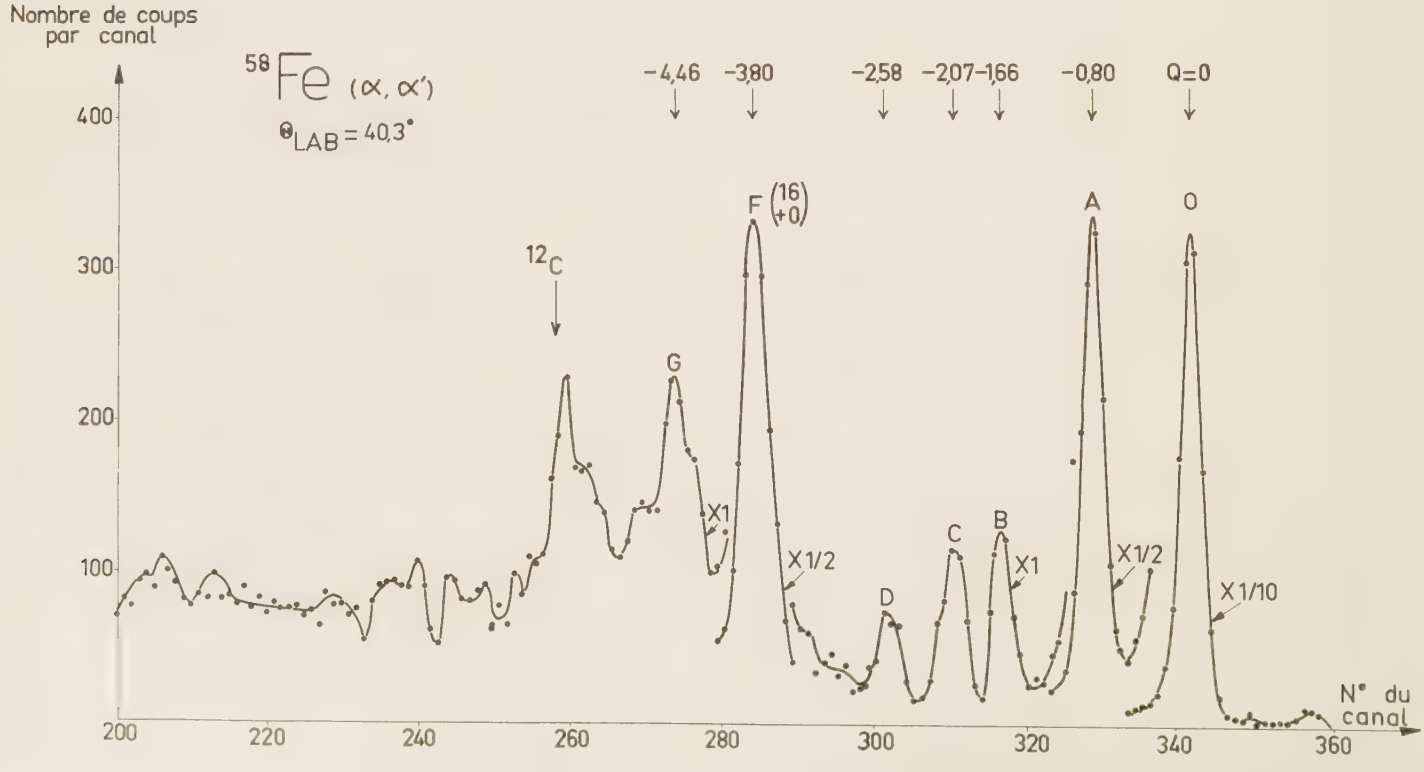


Figure 12 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{58}Fe.

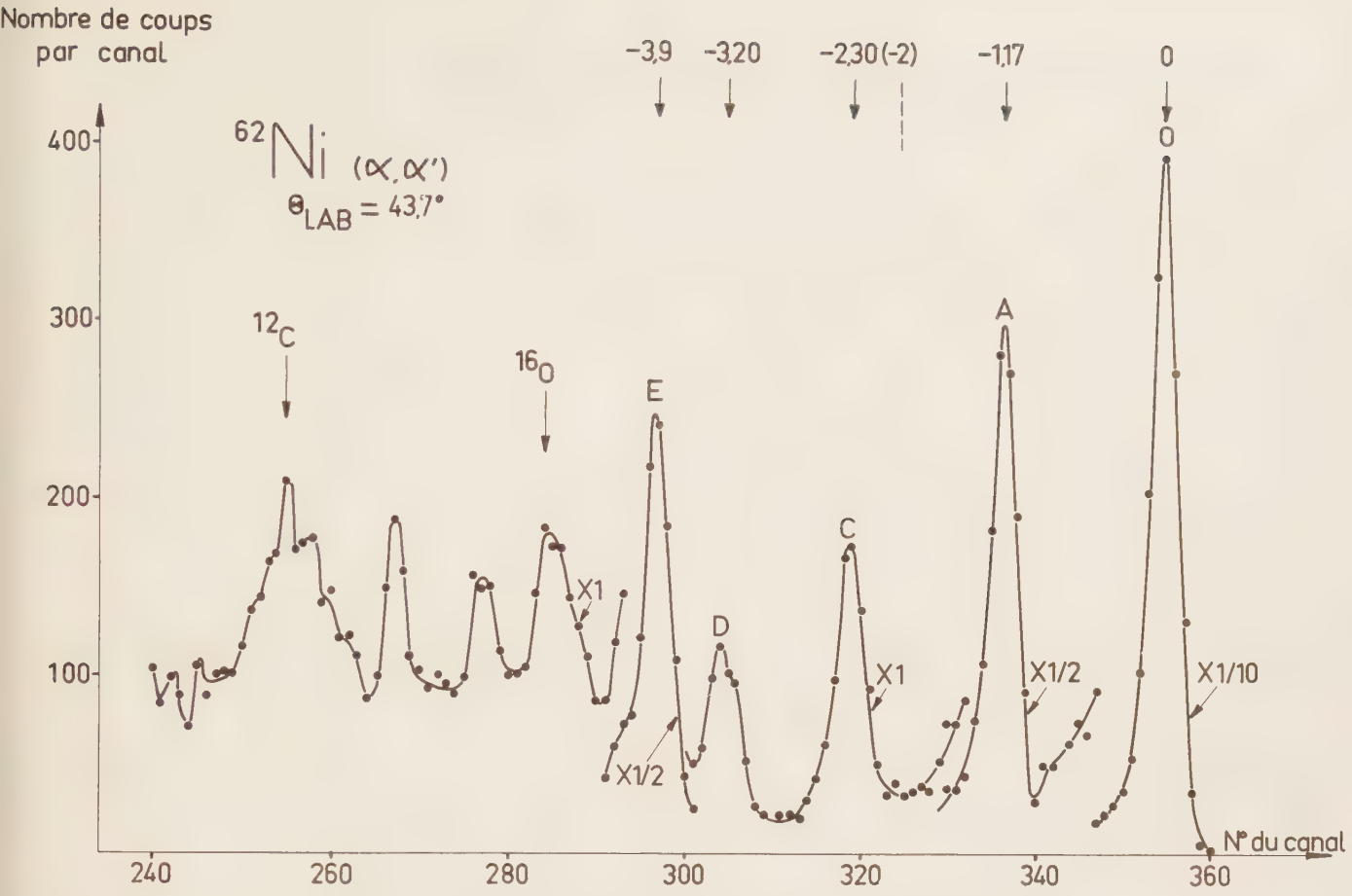


Figure 13 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{62}Ni.

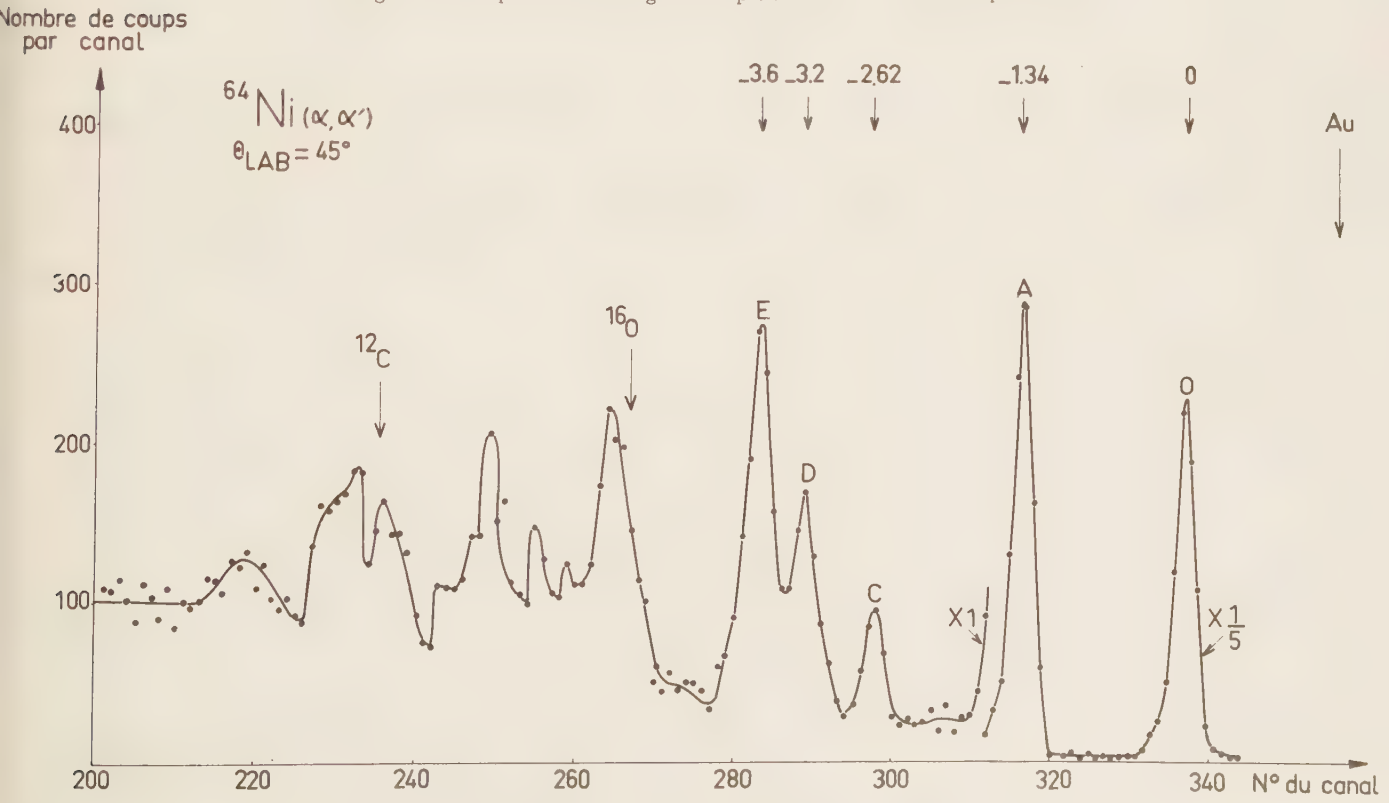


Figure 14 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{64}Ni.

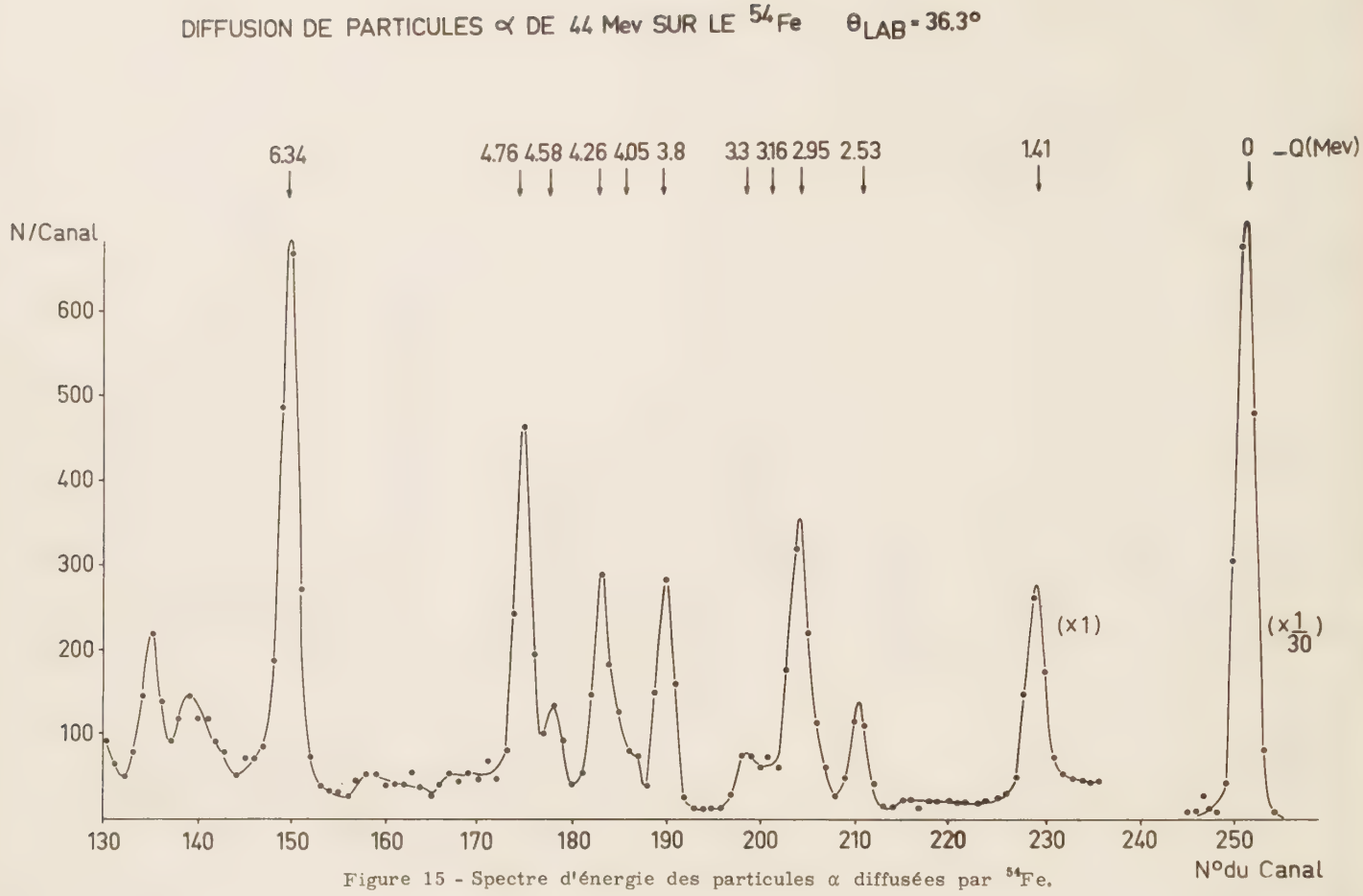


Figure 15 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{54}Fe.

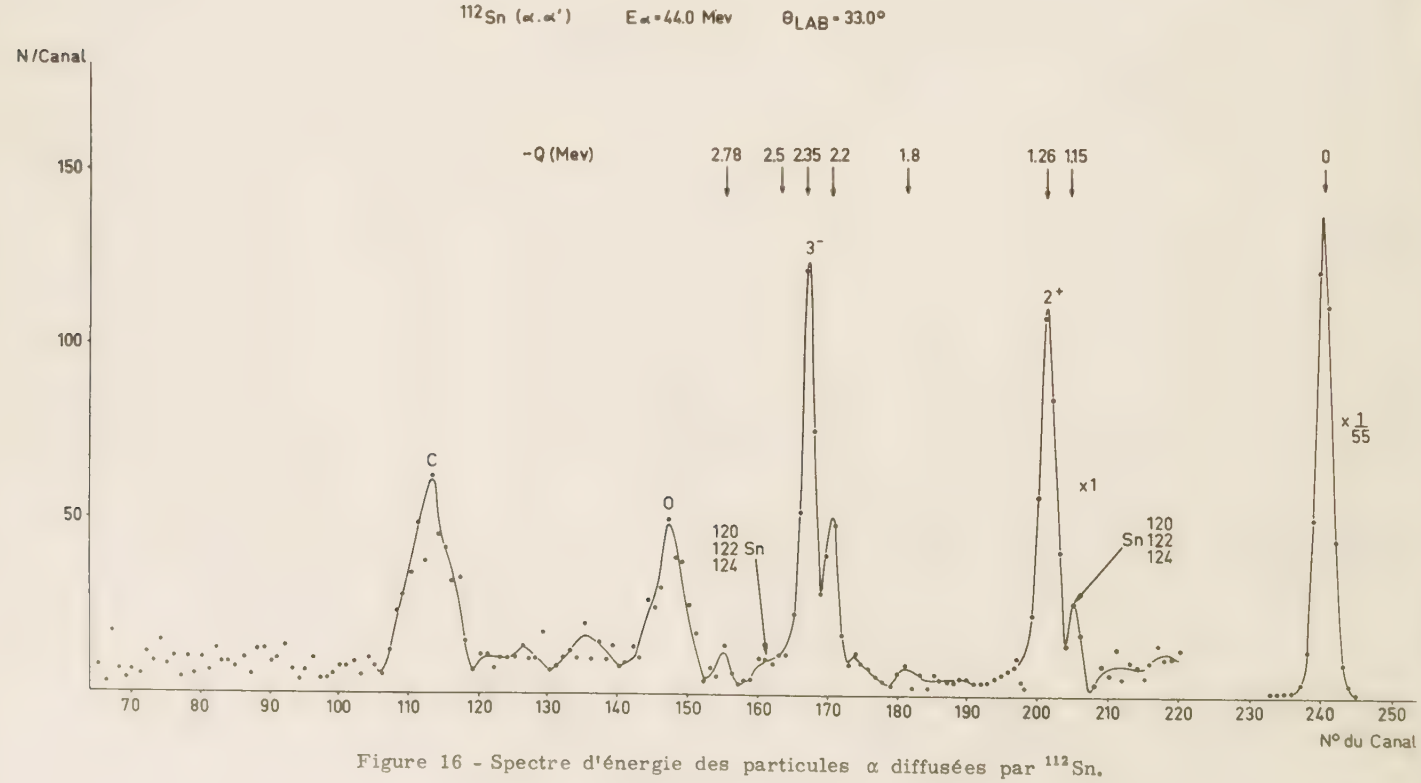


Figure 16 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{112}Sn.

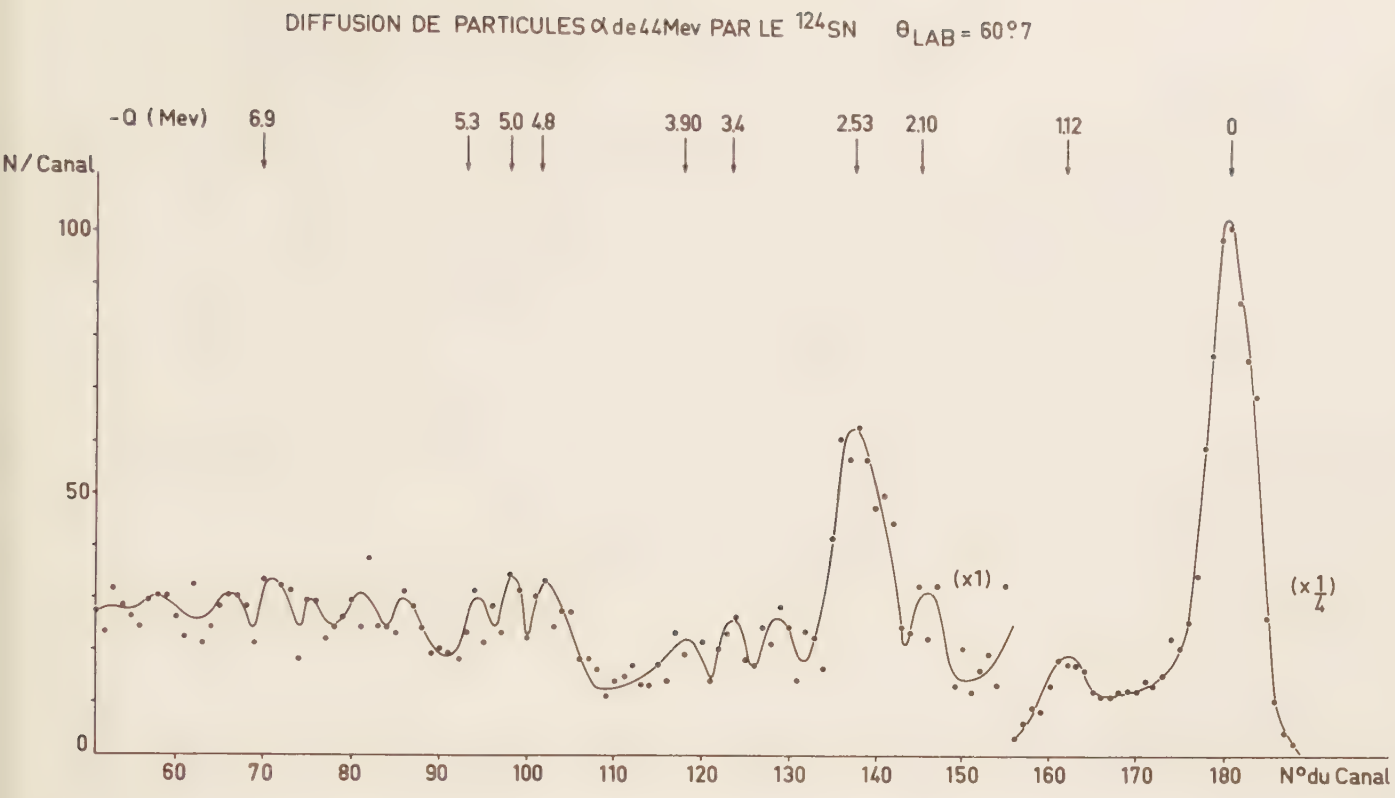


Figure 17 - Spectre d'énergie des particules α diffusées par ^{124}Sn.

On peut alors, outre les distributions angulaires relatives aux niveaux 2^+ et 3^-, obtenir les énergies de niveaux excités plus faiblement ainsi que des données préliminaires sur leurs distributions angulaires.

B - Exemples d'analyse de distributions angulaires dans le cadre du modèle de Austern et Blair

1/ Excitations du premier ordre

Nous donnerons deux exemples : un noyau moyen ^{46}Ti et un lourd ^{122}Sn.

a) Titane-46

Le titane-46 nous a permis d'observer des niveaux 2^+, 3^-, 4^+, 5^- et 6^+. Sur la figure 18, nous avons représenté les distributions angulaires relatives à 7 d'entre eux. Les points portés sont les points expérimentaux. La courbe en trait plein est la courbe théorique calculée avec le modèle de Austern et Blair, à partir des données de la diffusion élastique (tableau 1). Dans cet exemple, la phase des distributions angulaires définit sans ambiguïté la parité des niveaux étudiés nous avons pu faire des mesures à des angles suffisamment petits pour qu'il n'y ait pas de difficulté pour attribuer le spin. On distingue aisément les niveaux 2^+ des 4^+, les 3^- des 5^- et les 4^+ des 6^+.

Les prédictions du modèle diffractionnel simple, avec "sharp cut-off" figurent en pointillé pour chaque transition. La supériorité de l'analyse en termes de déphasages, où l'on tient compte de tous les points expérimentaux, apparait nettement. Le coefficient de normalisation $C_I^2(I)$ que nous obtenons et qui permet de calculer la longueur δ_I de déformation, a donc un plus haut degré de fiabilité.

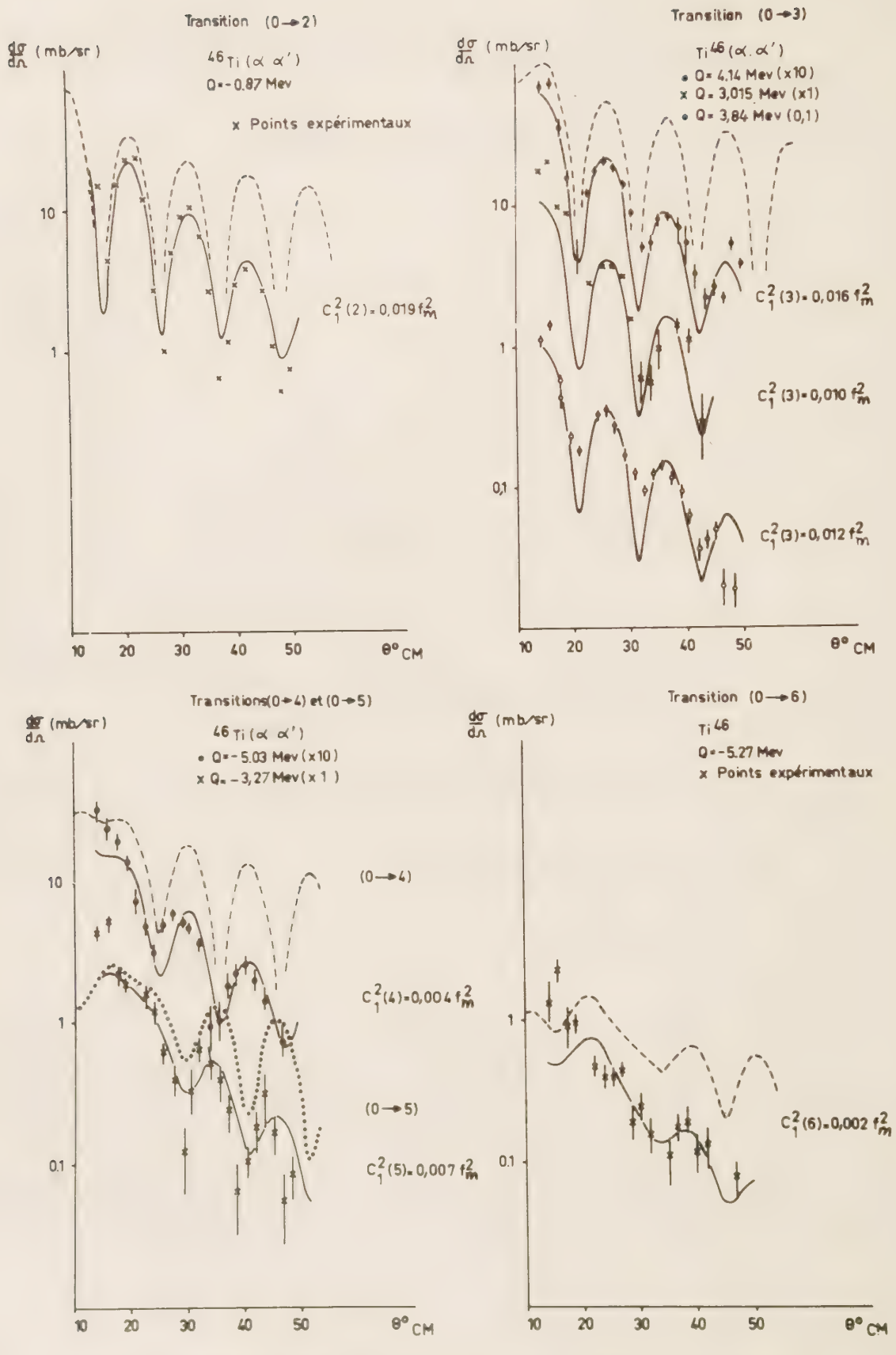


Figure 18 - Exemples de distributions angulaires relatives à des transitions vers des niveaux 2⁺, 3⁻, 4⁺, 5⁻ et 6⁺ dans le cas de ^{46}Ti et leur analyse à l'aide du modèle de Blair et Austern.

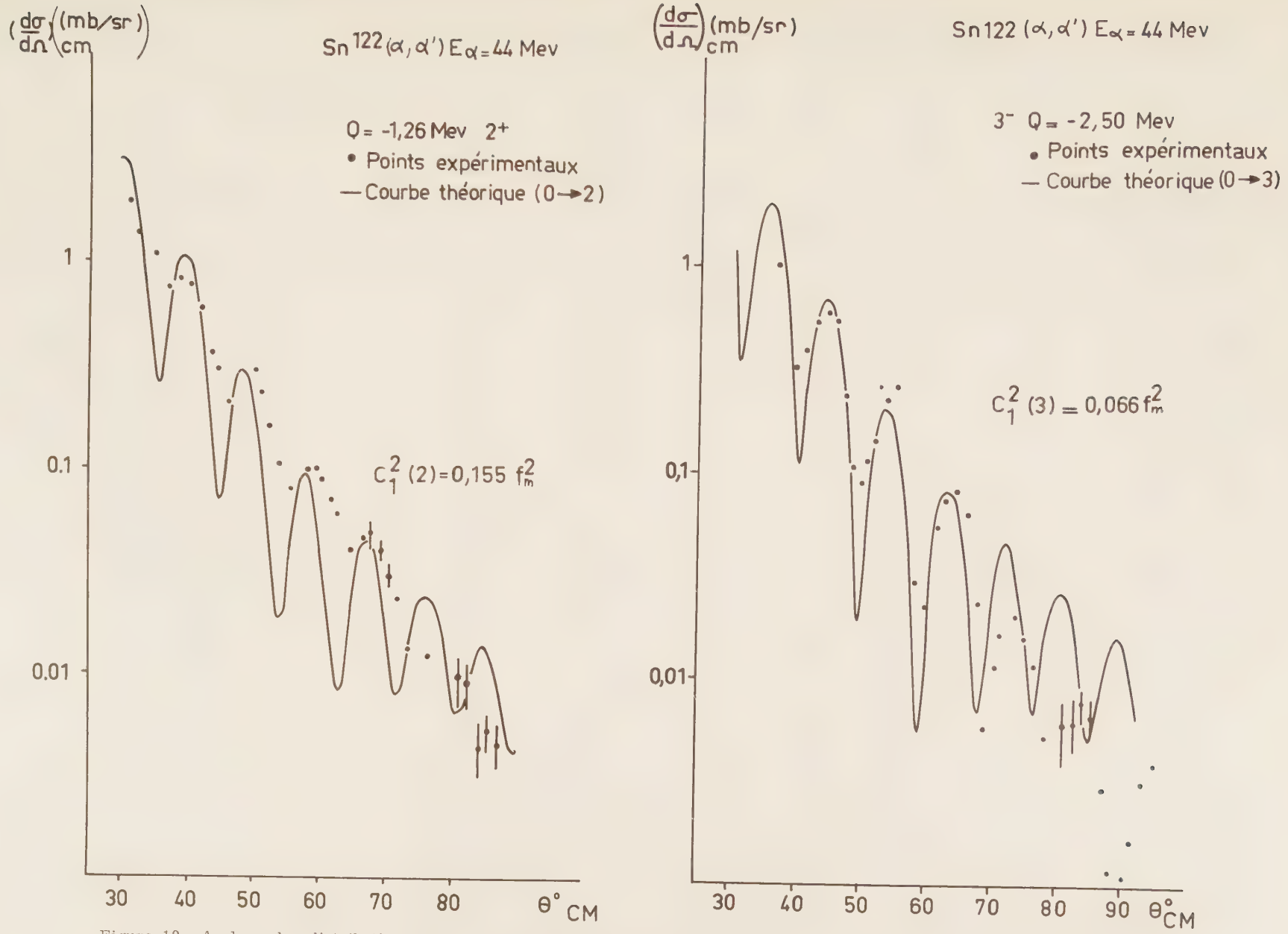


Figure 19 - Analyse des distributions angulaires relatives aux niveaux 2^+ et 3^- de l'étain-122 à l'aide du modèle de Austern et Blair.

b) Etain-122

Les figures 19a et 19b montrent les résultats obtenus pour les niveaux 2^+ et 3^- d'un noyau lourd : l'étain-122. L'accord est moins bon que dans le cas d'un noyau léger. La distribution angulaire expérimentale oscille beaucoup moins que la courbe théorique, à cause sans doute, de la présence d'un fond important. L'accord des phases reste satisfaisant. Pour déterminer le coefficient C_1^2, nous avons donné plus de poids aux maximums, points où l'erreur expérimentale est la moins importante. Au-delà de 70°, la théorie et l'expérience sont en complet désaccord, comme dans l'étude de la diffusion élastique.

2/ Excitation du second ordre

Nous avons cherché une contribution du deuxième ordre pour tous les niveaux susceptibles d'être à deux phonons. Les figures 20, 21, 22 et 23 montrent les résultats obtenus. Il apparaît que, si, dans la plupart des cas, une analyse simple en C_1^2 suffit, il y a des exemples où le paramètre C_2^2 est nécessaire avec ou sans mélange des deux ordres.

Springer [35] a déjà souligné qu'on ne peut obtenir à la fois un accord sur la phase et l'amortissement des oscillations dans le cas d'un processus d'excitation au second ordre. Il faut faire le choix du critère le plus efficace pour ajuster la courbe théorique sur la courbe expérimentale. Nous avons choisi de rechercher le meilleur accord sur la phase, plus sensible au taux du mélange et en tous cas excellent dans les cas purs "à deux phonons".

On trouve (figure 21) deux exemples de cas purs. Il s'agit du niveau 4^+ à 2,04 MeV de ^{56}Fe, bien connu comme tel [8], et du niveau 4^+ à 2,07 MeV de ^{58}Fe. En prenant la moyenne des coefficients obtenus dans des ajustements à l'avant et à l'arrière, on détermine une valeur de C_2^2 (4) valable à 20 % près.

On relève des exemples de mélanges dans les figures 20 et 23, dans les cas des niveaux 4^+ à 2,21 MeV de ^{48}Ti ($C_2/C_1 = 1,6$), 2^+ à 2,94 MeV de ^{58}Ni et 2^+ à 3,2 MeV de ^{60}Ni ; dans tous ces cas, on trouve une valeur de C_2 compatible avec le modèle vibrationnel simple.

Ces exemples montrent que le modèle de Austern et Blair est utilisable ; il nous reste à donner les résultats obtenus.

La forme et l'amortissement des distributions angulaires nous donnent des renseignements sur les spins et parités des niveaux ; l'intensité des sections efficaces conduit aux "paramètres de déformation" nous renseignant de façon plus détaillée sur la structure des états excités des noyaux. Nous allons donner successivement les résultats relevant de ces deux points de vue, avant de les regrouper pour une discussion générale.

C - Energies, spins et parités des niveaux observés

Nous allons résumer les faits essentiels relevés dans notre étude. Nous donnerons, sous forme de schémas, la comparaison de nos résultats avec ceux des travaux déjà publiés. On peut distinguer cinq groupes d'éléments :

1 les noyaux où Z et N < 28
2 " " " N = 28
3 " " " Z < 28 < N
4 " " " Z = 28
5 " " " Z = 50

1/ Noyaux de Z et N inférieurs à 28 : ^{46}Ti et ^{48}Ti

a) Titane-46 (Z = 22, N = 24)

La figure 24 représente le schéma des niveaux d'énergie excités à Saclay, les autres résultats expérimentaux [65, 49], [65, 66] et théoriques [67]. Avant ce travail, on connaissait le niveau 2^+ à 0,87 MeV, le niveau 4^+ à 1,97 MeV et un niveau vers 3 MeV supposé 3^-. Nous avons déjà

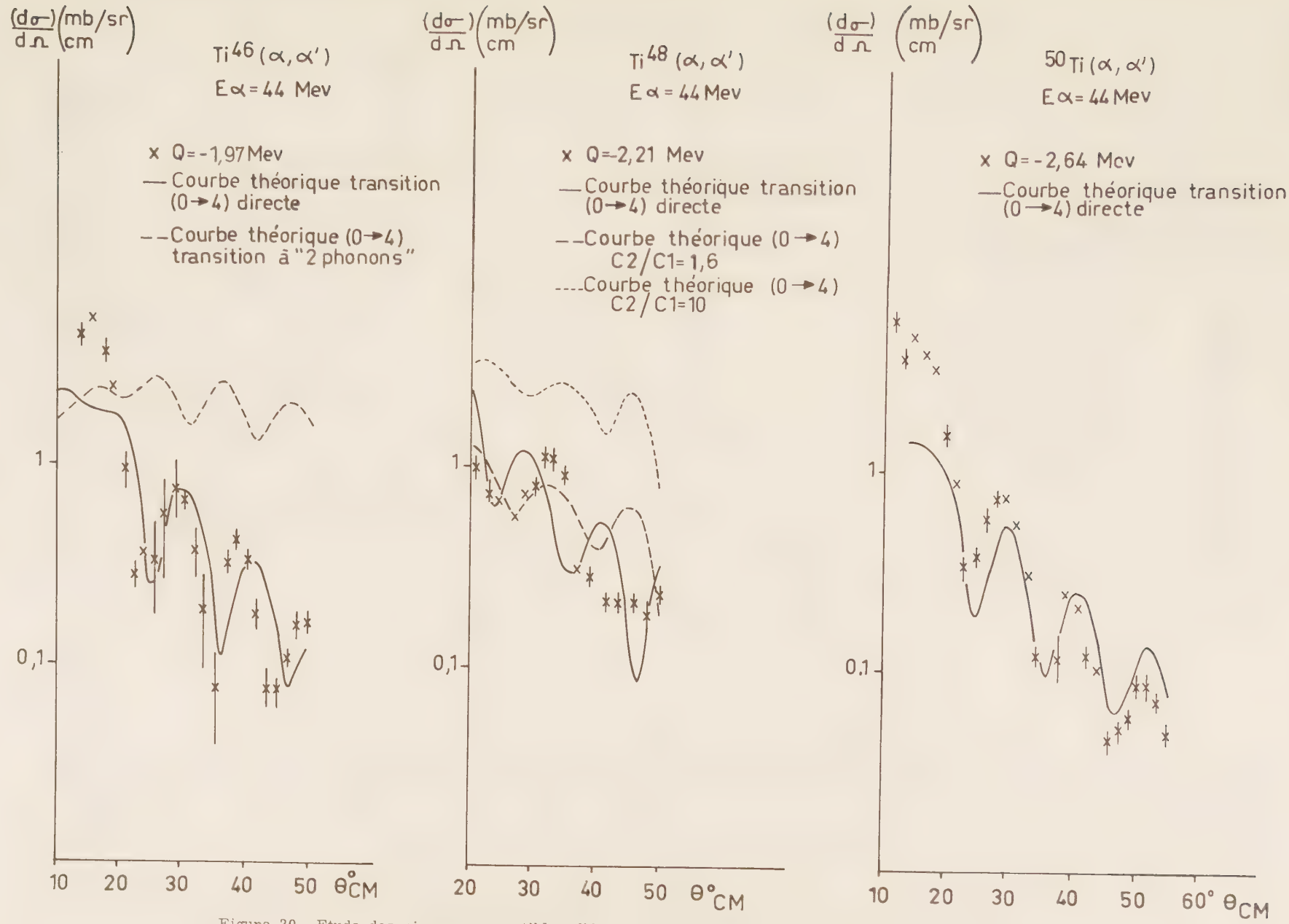


Figure 20 - Etude des niveaux susceptibles d'être à deux phonons dans les isotopes pairs du titane.

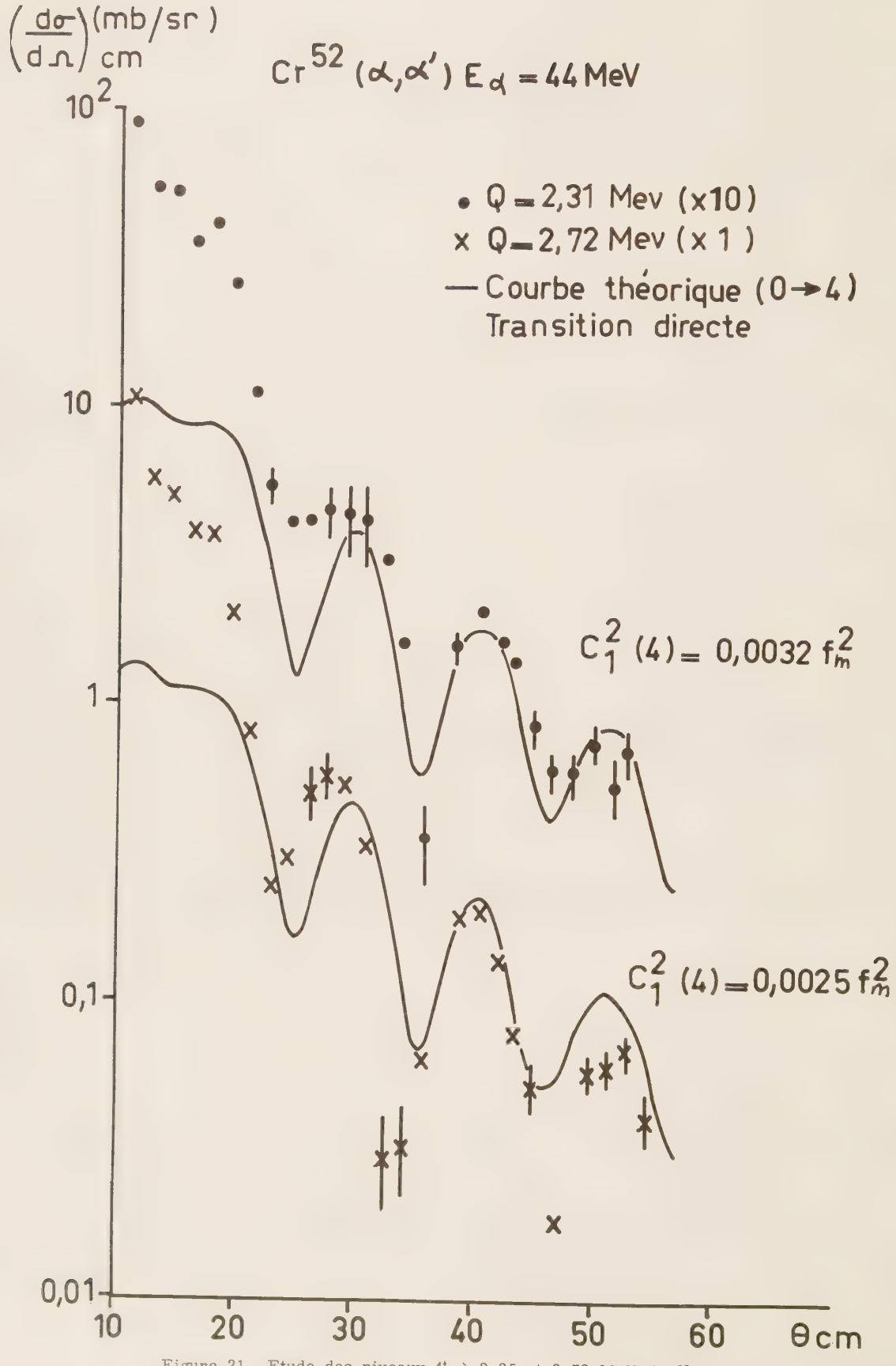


Figure 21 - Etude des niveaux 4' à 2,35 et 2,72 MeV de ^{52}Cr.

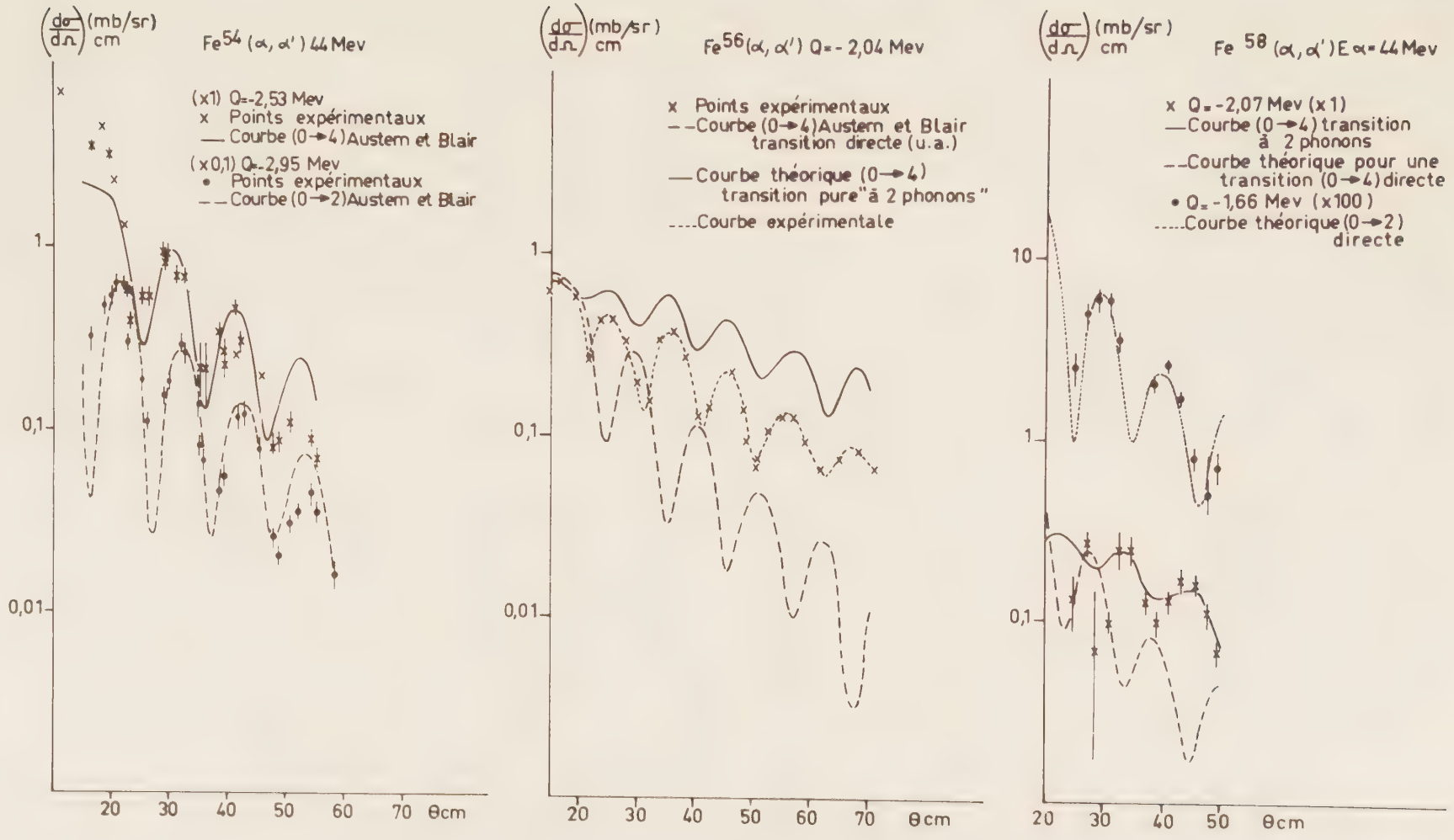


Figure 22 - Etude des niveaux à "deux phonons" des isotopes du fer

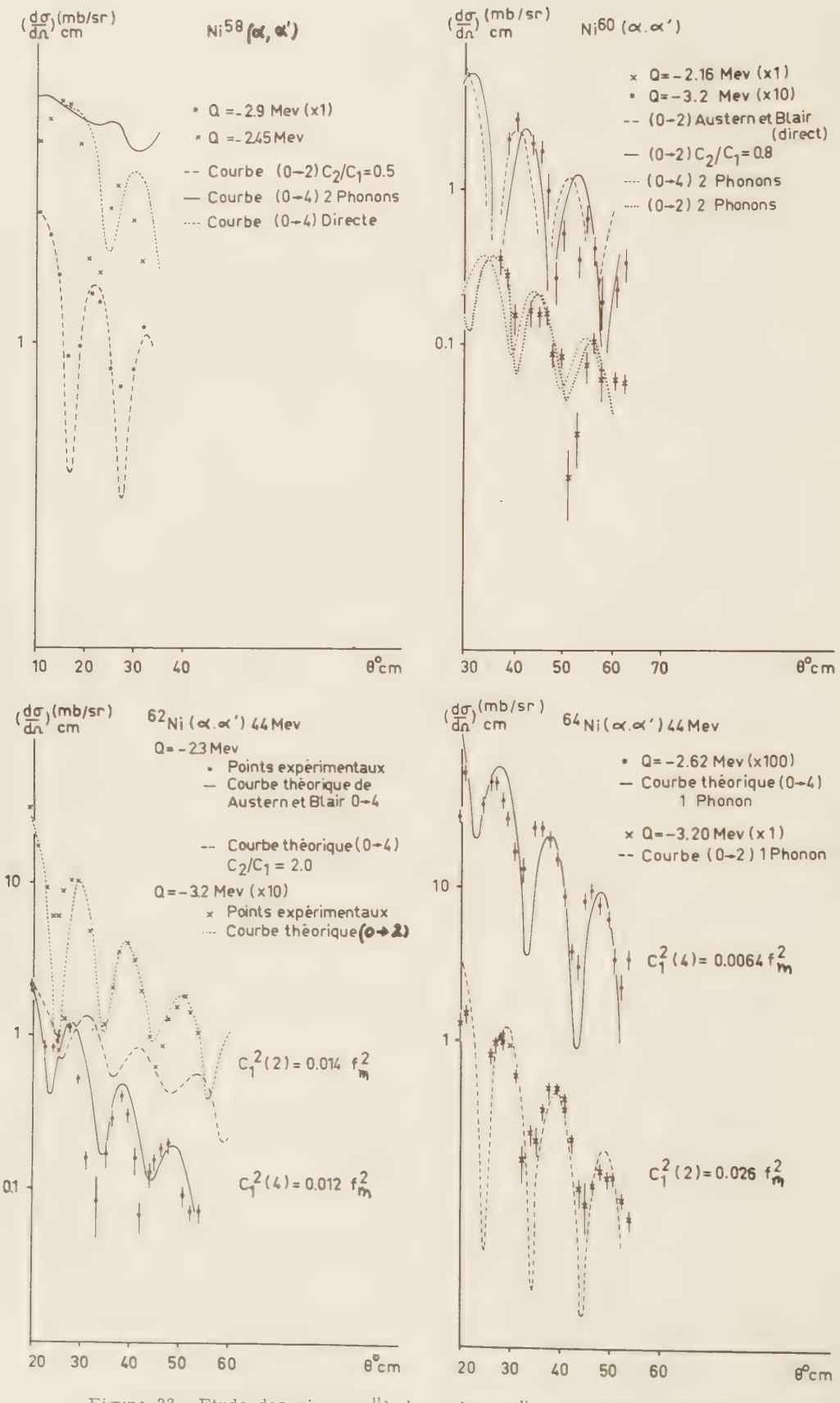


Figure 23 - Etude des niveaux "à deux phonons" des isotopes du nickel.

donné les distributions angulaires relatives à 7 d'entre eux (figure 18) et nous résumons les faits esentiels :

- il y a un seul niveau 2^+ fortement excité à 0,87 MeV ;

- on dénombre 4 niveaux 3^-, d'intensités égales mais inférieures à celle du premier 2^+, à 3,01 - 3,54 - 4,14 - et 5,87 MeV ;

- le caractère 4^+ du niveau à 1,97 MeV n'apparaît pas nettement dans nos expériences (figure 20). La distribution angulaire mesurée ne vérifie ni la règle BPRI ni la règle BPRII et ne correspond à aucun mélange. Le niveau à 5,03 MeV est, par contre, typique d'une transition $0 \longrightarrow 4$, alors que celui à 4,73 MeV est incertain ;

- la distribution angulaire du niveau à 3,24 MeV est caractéristique d'une transition $0 \longrightarrow 5$, celle du niveau à 3,84 MeV l'est beaucoup moins. Nous n'avons pas observé d'autre niveau 5^- dans ce travail ;

- le niveau 6^+ à 5,27 MeV est le meilleur exemple de niveau 6^+ que nous ayons trouvé.

b) Titane-48 (Z = 22, N = 26).

Le titane-48 a déjà été beaucoup étudié. Nous avons porté, figure 25, nos résultats comparés à ceux déjà publiés.

● Transition ($0 \longrightarrow 2$). Nous avons observé un seul niveau 2^+ très excité à 0,99 MeV. Nous n'avons pas exploré une bande en énergie suffisamment étendue pour voir le niveau trouvé à 6,4 MeV par diffusion (p,p') à 150 MeV par Jacmart et al [68].

● Transition ($0 \longrightarrow 3$). Nous avons étudié deux niveaux 3^- :

Le premier, à 3,82 MeV, devrait correspondre à celui observé à 3,6 MeV par Jacmart et al. par diffusion de protons de 150 MeV [68]. Il faut noter que Matsuda [69] et Zamick [70] donnent un niveau 3^- à 3,4 MeV. Le second, à 4,38 MeV, est donné à la même énergie par Mc Daniels et al.[65] (α, α' à 42 MeV), à 4,59 MeV par Matsuda (p,p' à 14,69 MeV, Réf. [69] et à 4,5 MeV par Jacmart et al [68].

● Transition ($0 \longrightarrow 4$). Nous proposons les spin et parité 4^+ pour le niveau à 5,06 MeV. Le cas du niveau à 2,21 MeV est plus controversé : Mc Daniels et al.[65], Kashy et Conlon (d, d' à 17,5 MeV Réf. [66]) le donnent pour un niveau 4^+ et Satchler et al.[49] l'analysent comme tel en équations couplées. Matsuda donne un triplet à 2,28 - 2,42 et 2,5 MeV où Zamick désigne le niveau à 2,42 MeV comme 4^+ et le niveau à 2,5 MeV comme 2^+, ce qui est confirmé par Jacmart et al [68]. Les calculs théoriques de Mc Cullen et al.[67] donnent un 2^+ à 2 MeV et un 4^+ à 2,5 MeV.

Nous avons analysé la distribution angulaire expérimentale (figure 20), ce que nous discuterons plus loin, en considérant ce niveau comme 4^+.

● Transition $0 \longrightarrow 6$. Nous avons observé un niveau 6^+ à 3,18 MeV [72]. Seuls Mc Daniels et al.[65] proposent ce spin mélangé à un niveau 4^+. Nous avons déjà mentionné qu'au voisinage de ce niveau certains auteurs identifient des niveaux 3^-. Matsuda [69] et Zamick observent un niveau 4^+ à 3,22 MeV. La théorie [67] prévoit un niveau 4^+ à 3,34 MeV et deux niveaux 6^+ à 3,37 et 3,5 MeV, ce qui est en accord avec nos résultats.

2/ Les noyaux à 28 neutrons : titane-50, chrome-52, fer-54

a) Titane 50 (Z = 22, N = 28)

Nous avons déjà mentionné l'impureté de la cible qui contenait 70 % seulement de ^{50}Ti et les corrections apportées aux résultats obtenus. Nous allons comparer nos résultats à ceux obtenus par Gray et al.[73] ((p,p') à 18,2 et 11,5 MeV) et Barnes et al.[74]. Les deux mesures concordent et nous ne donnons, sur la figure 26, que la comparaison des résultats avec ceux de Gray et al. : il y a un seul niveau 2^+ à 1,52 MeV ; par contre, nous avons observé 5 niveaux 3^-. Le premier de ces niveaux à 4,38 MeV, donné à 4,4 MeV par Gray et al.[73], est nettement prépondérant. Les quatre autres niveaux 3^- forment un groupe dans une zone d'énergie plus élevée : 6,57 - 6,72 - 7,13 et 7,72 MeV.

- Trois niveaux présentent des distributions angulaires caractéristiques d'une transition ($0 \longrightarrow 4$) à un phonon. Leurs énergies sont 2,64 4,18 et 4,79 MeV. Le premier d'entre eux sera discuté ultérieurement.

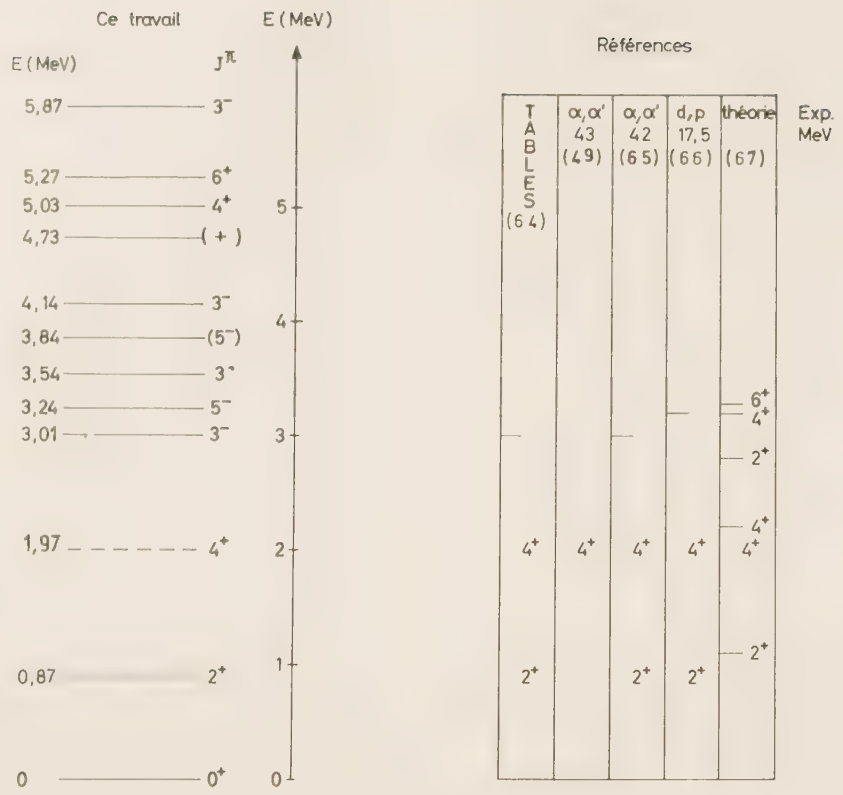


Figure 24 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{46}Ti

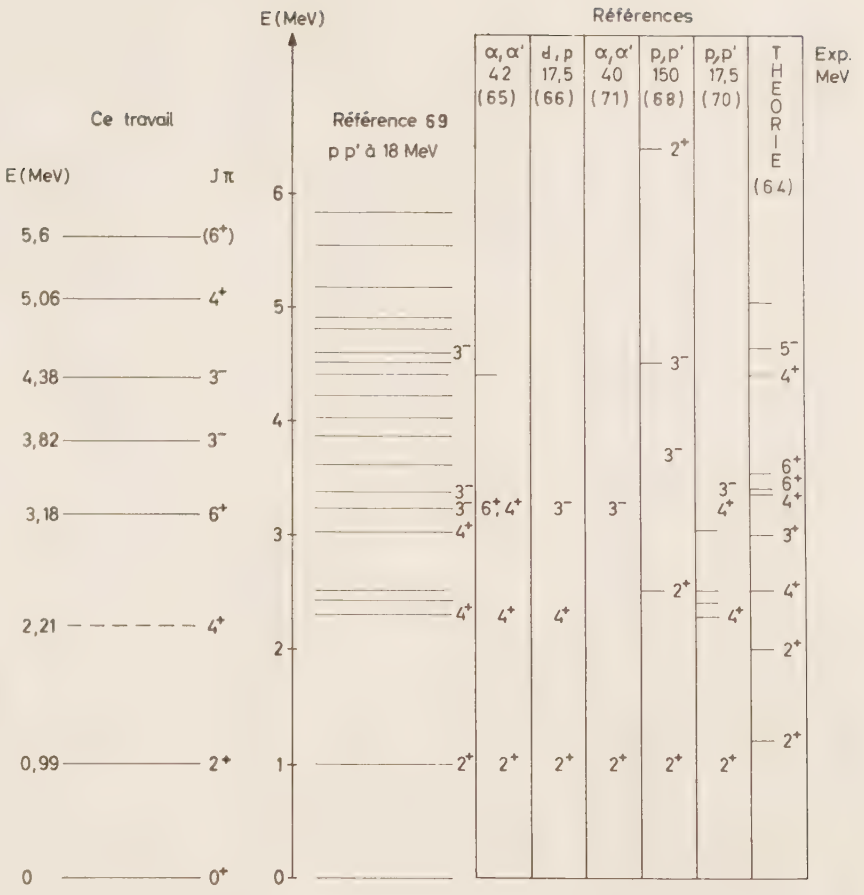


Figure 25 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{48}Ti

Commentaire pour les figures 24 à 41 : nous donnerons, pour chaque isotope étudié, un schéma des niveaux d'énergie excités dans nos expériences, accompagné d'un tableau contenant les résultats tirés de la littérature. Dans ce tableau, outre le numéro de référence, on trouve la nature de l'expérience et l'énergie des particules incidentes.

- Une indication de spin et parité seuls signifie que l'énergie d'excitation est la même que celle que nous avons observée.
- Un trait —— suivi d'une expression de spin et parité J^{π} signifie qu'à l'énergie correspondante il y a un niveau J^{π}.
- Un trait —— seul indique la présence d'un niveau d'énergie pour lequel les auteurs n'ont donné ni spin ni parité.

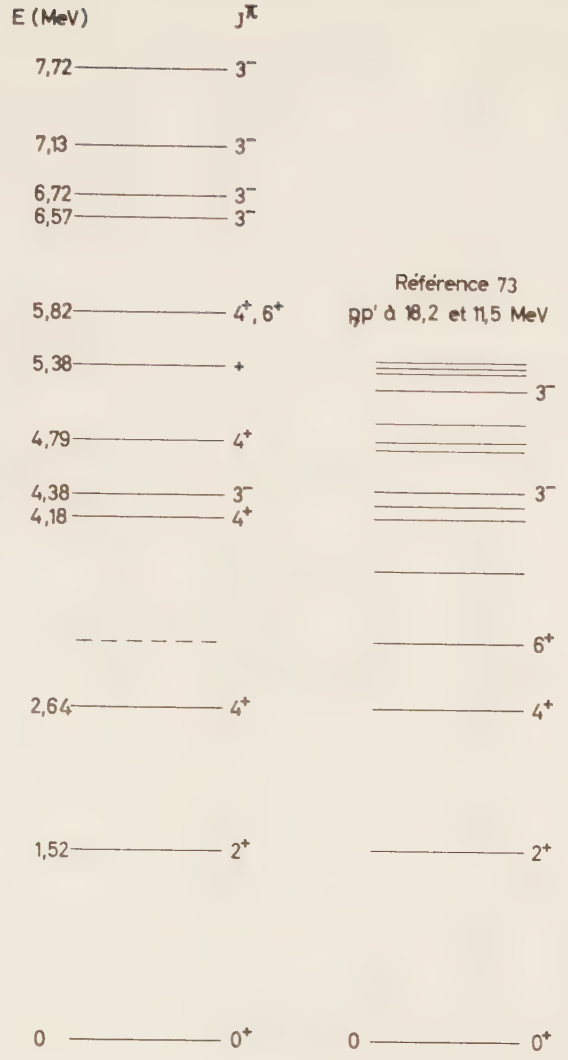


Figure 26 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{50}Ti

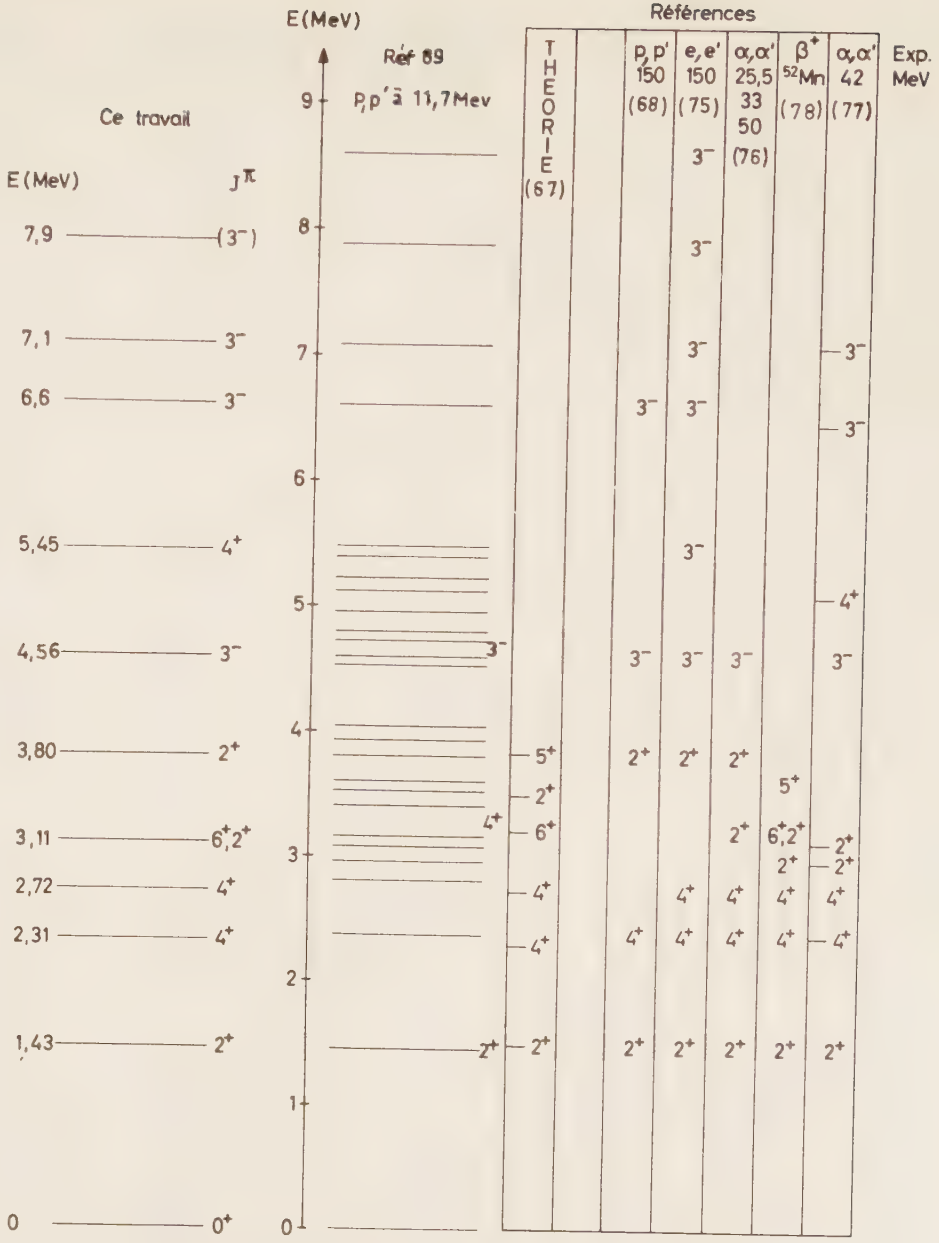


Figure 27 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{52}Cr

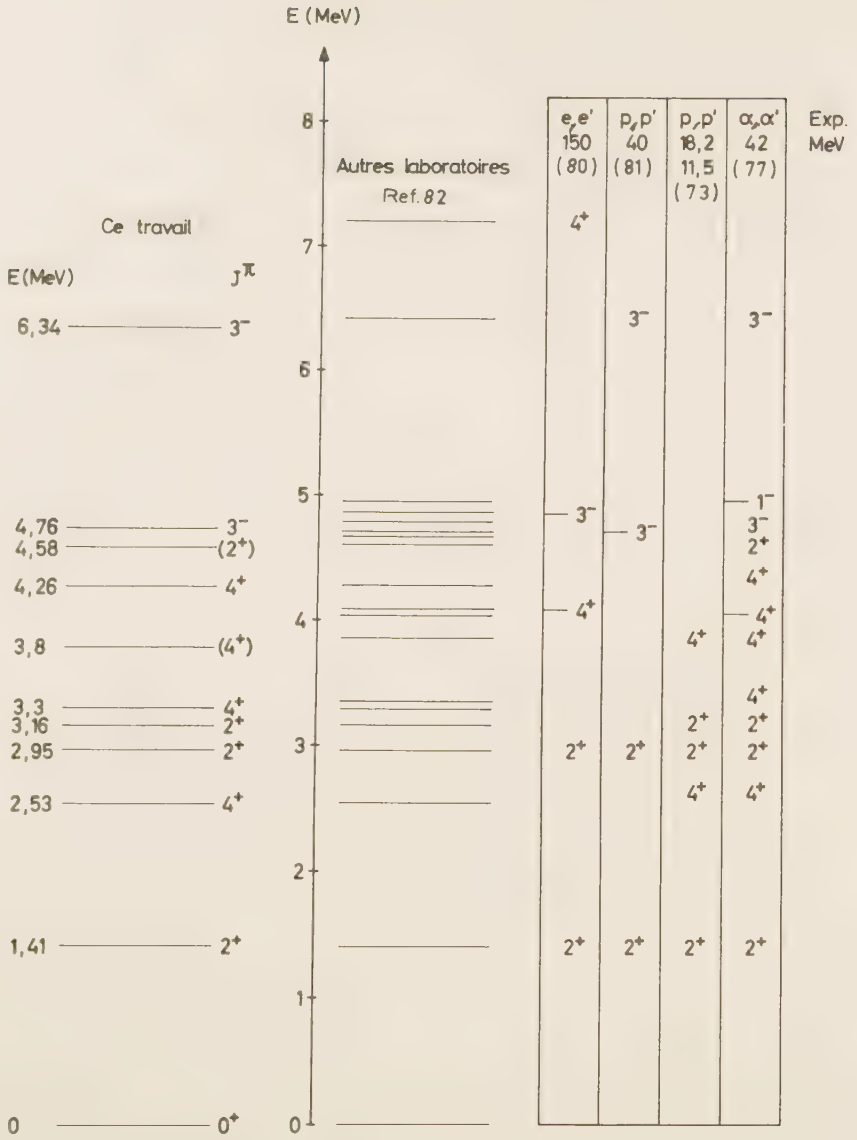


Figure 28 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{54}Fe

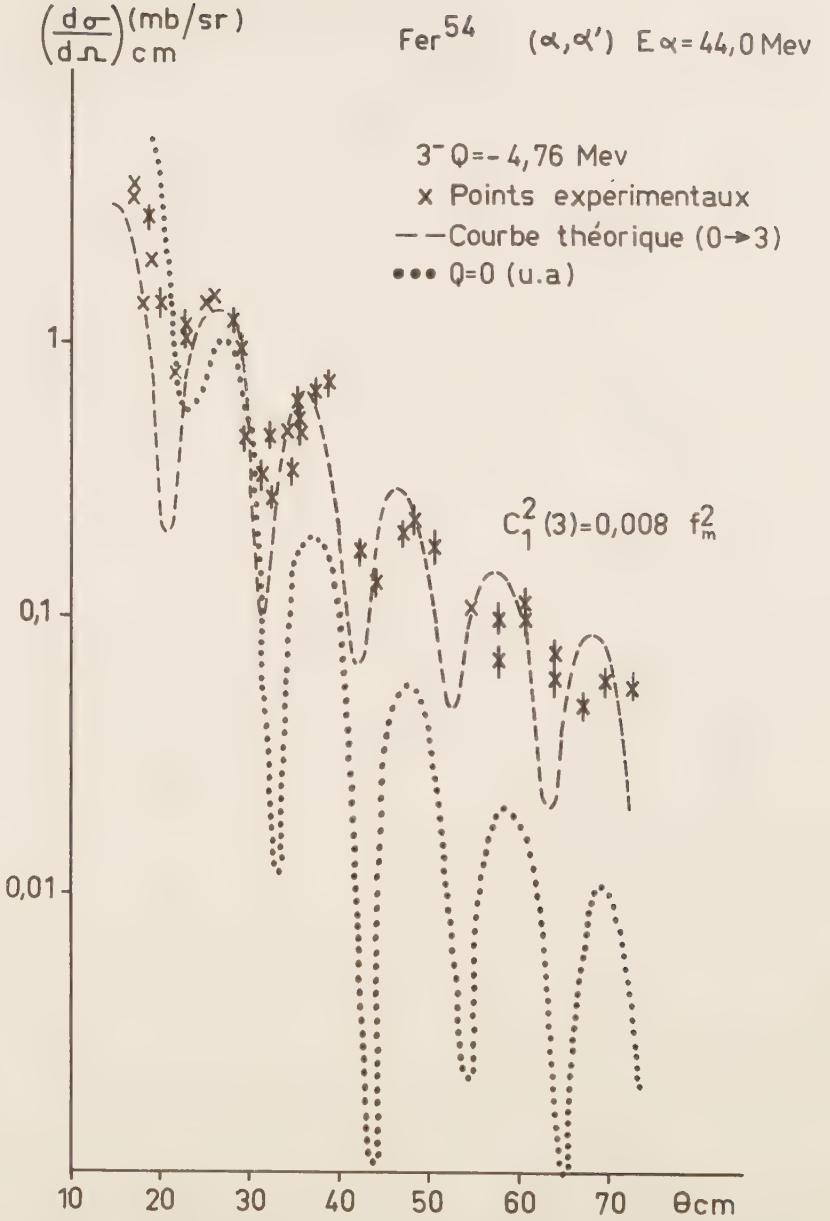


Figure 29 - Distribution angulaire du niveau 3⁻ à -4, 76 MeV de ^{54}Fe.

- Gray et al. donnent un niveau 6^+ à 3,21 MeV. Mc Cullen et al. prévoient ces niveaux dans leur calcul de modèle en couches. Nous ne l'avons pas excité dans la limite de la précision de nos expériences. Peut-être y-a-t-il un autre niveau 6^+ mélangé à un niveau 4^+ à 5,82 MeV.

b) Chrome-52 (Z = 24, N = 28)

Nous avons exploré une bande en énergie de 8 MeV. La figure 27 montre nos résultats comparés à ceux déjà publiés par ailleurs. Nos résultats sont remarquablement en accord avec ceux de Bellicard et al. ((e, e') à 150 MeV Réf. 75) et ceux obtenus par diffusion de particules α à Seattle [77] et Berkeley [76].

Toutes les distributions angulaires relatives à ^{52}Cr vérifient la règle des phases BPRI.

. Il y a deux niveaux 2^+. Le premier à 1,43 MeV est le plus important, le second à 3,80 MeV est excité avec une intensité 4 fois moindre.

. On distingue encore deux groupes de niveaux 3^- bien séparés :

- le premier constitué par un seul niveau indiscuté par tous les auteurs à 4,56 MeV ;

- le second est constitué par trois niveaux dans nos expériences : à 6,6 - 7,1 et 7,9 MeV. Bellicard et al. [75] signalent cinq niveaux dans ce groupe. Outre ceux déjà nommés, ils donnent un niveau 3^- vers 5,4 MeV que nous avons trouvé 4^+ et un autre à 8,6 MeV que nous n'avons pu identifier.

. Outre le niveau à 5,4 MeV déjà mentionné, en accord avec tous les auteurs, nous avons observé les deux niveaux 4^+ à 2,31 et 2,72 MeV également excités (figure 21).

. Mc Cullen et al. ont prédit un niveau 6^+ à 3,2 MeV [64]. Par une étude de la décroissance radioactive β^+ de ^{52}Mn, Wilson et al. [78] ont identifié un doublet (6^+, 2^+) à 3,15 MeV.

Nos résultats relatifs au niveau à 3,11 MeV dans nos expériences ne sont pas en contradiction avec cette hypothèse. Toutefois, Harvey et al. [76] ont proposé les spin et parité 2^+ pour ce niveau. Le groupe de Seattle [78], donne, dans cette zone en énergie, deux niveaux 2^+ à 2,97 et 3,12 MeV.

c) Fer-54 (Z = 26, N = 28)

Nous avons repris, avec une cible enrichie, l'étude du fer-54 déjà étudié à Saclay par diffusion inélastique de particules α [79]. La figure 28 donne nos derniers résultats comparés à ceux précédemment publiés par J. Bellicard et P. Barreau ((e, e') à 150 MeV, Réf. 80), Stovall et al. ((p, p') à 40 MeV Réf. 81) Gray et al. ((p, p') à 18 MeV Réf. 73). Sperduto et Buechner ont également étudié le fer-54 ; nous avons représenté les nombreux niveaux qu'ils ont observés [82].

Tous les niveaux observés ont encore des distributions angulaires vérifiant la règle des phases BPRI.

- la bonne résolution expérimentale (figure 15) nous a permis de mettre en évidence de nombreux niveaux d'énergie. Nos résultats sont remarquablement en accord avec ceux de Seattle [77] ;

- outre les deux niveaux 2^+ déjà connus à 1,41 et 2,95 MeV qui sont, fait remarquable, excités avec des intensités sensiblement égales, en accord avec le groupe de Seattle, nous avons observé deux niveaux 2^+ à 3,16 et 4,58 MeV ;

- dans une première série d'expériences effectuées à Saclay [79], on n'avait pas observé de niveau 3^- en dehors de celui fortement excité à 6,34 MeV. Bellicard et Barreau [80], Stovall et Hintz et le groupe de Seattle avaient mis en évidence un niveau octupolaire vers 4,8 MeV. Notre meilleure résolution et le meilleur taux d'enrichissement de la cible nous a permis de l'isoler à 4,76 MeV (figure 29).

- nous avons identifié quatre niveaux 4^+ dont trois sont certains à 2,53 MeV - 3,3 et 4,26 MeV. Le quatrième à 3,8 MeV est moins typique. Il s'agit sans doute du niveau 4^+ à 3,8 MeV observé par Bellicard et al. et Gray et al., peut-être également donné à 4,05 MeV par le groupe de Seattle.

Il n'y a pas de niveau de spin supérieur à 4.

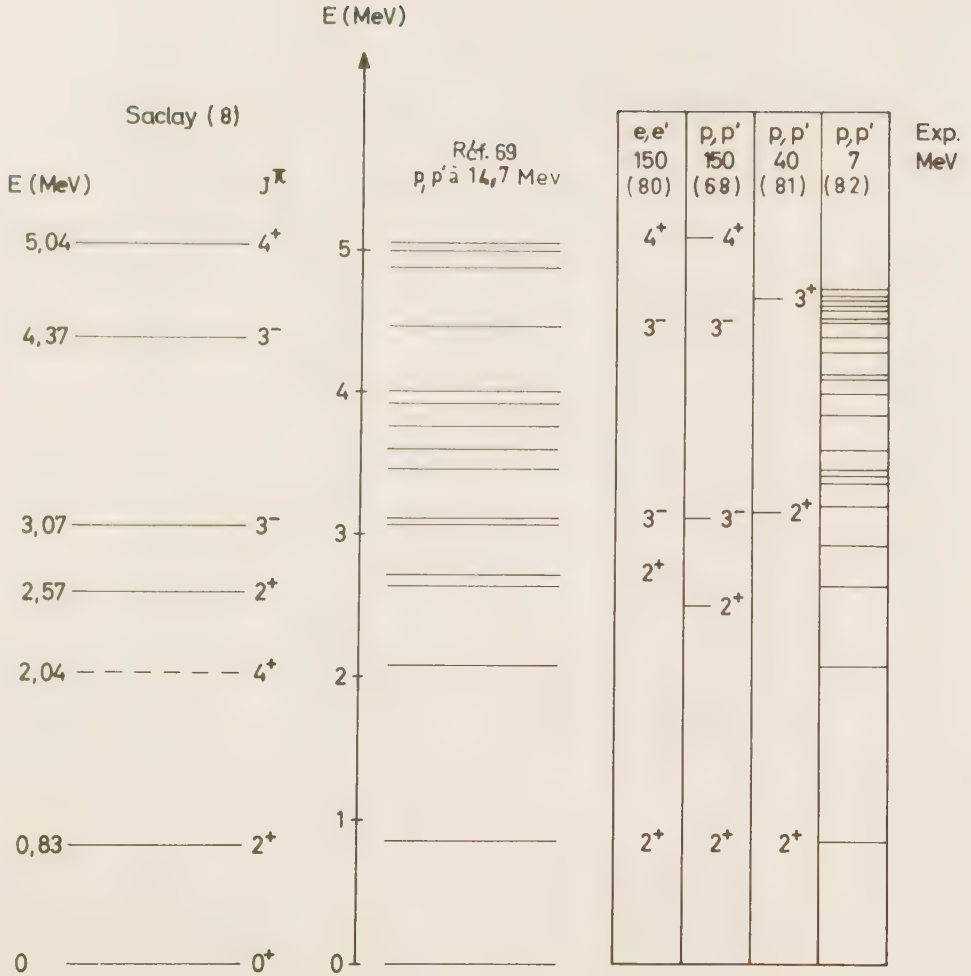


Figure 30 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{56}Fe

Spectre en énergie du ^{58}Fe

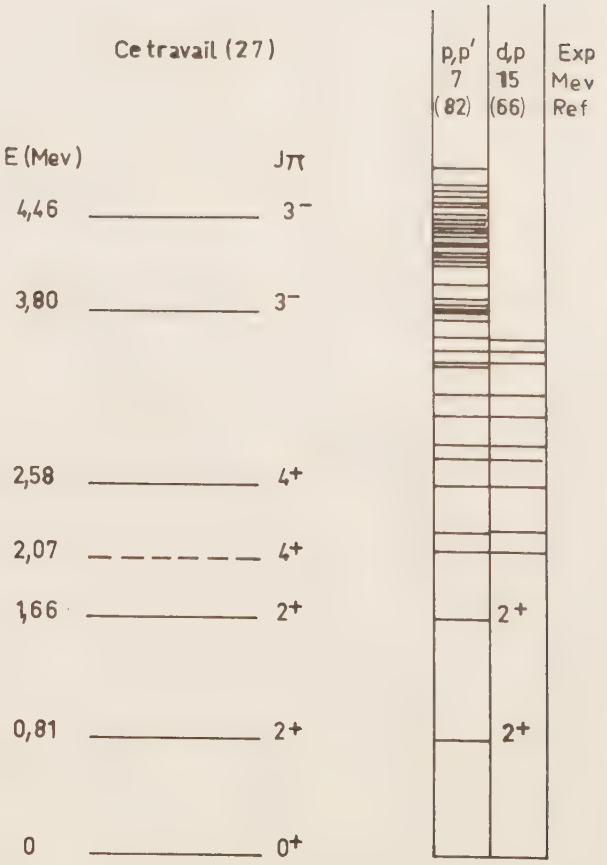


Figure 31 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{58}Fe

3/ Noyaux où $Z < 28 < N$

a) Fer-56 ($Z = 26$, $N = 30$)

Les résultats que nous donnons sont ceux de Saudinos [8]. La figure 30 rappelle les niveaux obtenus à Saclay et ceux qu'on peut trouver dans la littérature. On trouvera ultérieurement la discussion relative aux niveaux observés. Dans une expérience récente, effectuée à Berkeley [103], le niveau à 3,07 MeV a été trouvé comme étant 4^+.

b) Fer-58 ($Z = 26$, $N = 32$)

La figure 31 représente nos résultats comparés à ceux obtenus par diffusion (p, p') à 7 MeV par Sperduto et Buechner [82] et par réaction (d, p) par Kashy et Conlon [66]. Nous rappelerons brièvement les faits essentiels :

- il y a deux niveaux 2^+ à 0,85 et 1,66 MeV et deux niveaux 3^- à 3,80 et 4,46 MeV.

- les deux niveaux 4^+ observés ont un comportement différent. Le niveau à 2,07 MeV est à deux phonons alors que celui à 2,58 MeV semble direct.

- nous avons observé 2 niveaux 3^- à 3,80 et 4,46 MeV.

Les niveaux d'énergie supérieure à 5 MeV n'ont pas été étudiés.

4/ Les noyaux à 28 protons : les nickels

N'ayant fait que changer la méthode d'analyse de résultats déjà publiés nous ne donnerons, pour chacun des isotopes étudiés, qu'un schéma récapitulatif des niveaux excités à Saclay et ailleurs, accompagné d'un commentaire succinct.

Ces isotopes montrent, dans ces expériences, une grande analogie et on peut décrire rapidement les spectres obtenus :

- Il y a en général deux niveaux 2^+, le premier toujours très excité et le second vers 3 MeV de 5 à 10 fois moins intense.

- Dans nos expériences, assez anciennes, nous n'avons observé que le premier niveau 3^- dont l'énergie varie de 3,60 MeV à 4,39 MeV de ^{58}Ni à ^{64}Ni.

- Un niveau 4^+ dont l'énergie est comprise entre 2 et 2,5 MeV présente une distribution angulaire qui vérifie tantôt la règle des phases BPRI tantôt la règle BPRII. Ce niveau, que nous n'avons pu séparer des niveaux 2^+ observés par ailleurs est susceptible d'être à deux phonons.

Il faut ajouter un niveau 4^+ vers 5 MeV (^{58}Ni et ^{60}Ni) et un niveau 3^- à 6,3 MeV dans ^{58}Ni.

Nous incluons l'étude de tous ces niveaux dans la discussion générale.

a) Nickel-58 ($Z = 28$, $N = 30$)

La figure 32 montre les résultats de Saudinos [8], ceux de Matsuda (pp' à 14,69 MeV) [69] et ceux d'Argonne (α, α') à 43 MeV [48].

b) Nickel-60 ($Z = 28$, $N = 32$)

Nous avons analysé des résultats d'expériences à mauvaise résolution ($\Delta E \geqslant 300$ keV) effectuées essentiellement aux angles arrière [83, 84]. Nous n'avons pu séparer les niveaux 2^+ à 2,16 MeV et 4^+ à 2,50 MeV. La bosse à 2,30 MeV que nous avons étudiée donne une distribution angulaire plus proche de celle prévue pour un niveau 2^+ à deux phonons, ce qui tend à prouver que le niveau 2^+ est plus important.

Nous avons porté nos résultats sur la figure 33, ainsi que ceux obtenus par (α, α'), à 43 MeV par Broek [85] et à 34,4 MeV par Kumabé [19] et al. Figurent aussi les résultats de diffusion inélastique de protons à 14,64 MeV de Matsuda [69] et de deutons de 15 MeV de Jolly [20, 50].

c) Nickel-62 ($Z = 28$, $N = 34$)

La figure 34 permet la comparaison de nos résultats déjà publiés [27, 40, 84] avec ceux de Dickens et al. (pp' à 11 MeV [18], ceux d'Argonne (α, α') à 43 MeV [85], ceux de Berkeley [86] (α, α') à 33 et 50 MeV, et ceux du MIT (pp' à 7 MeV) [87].

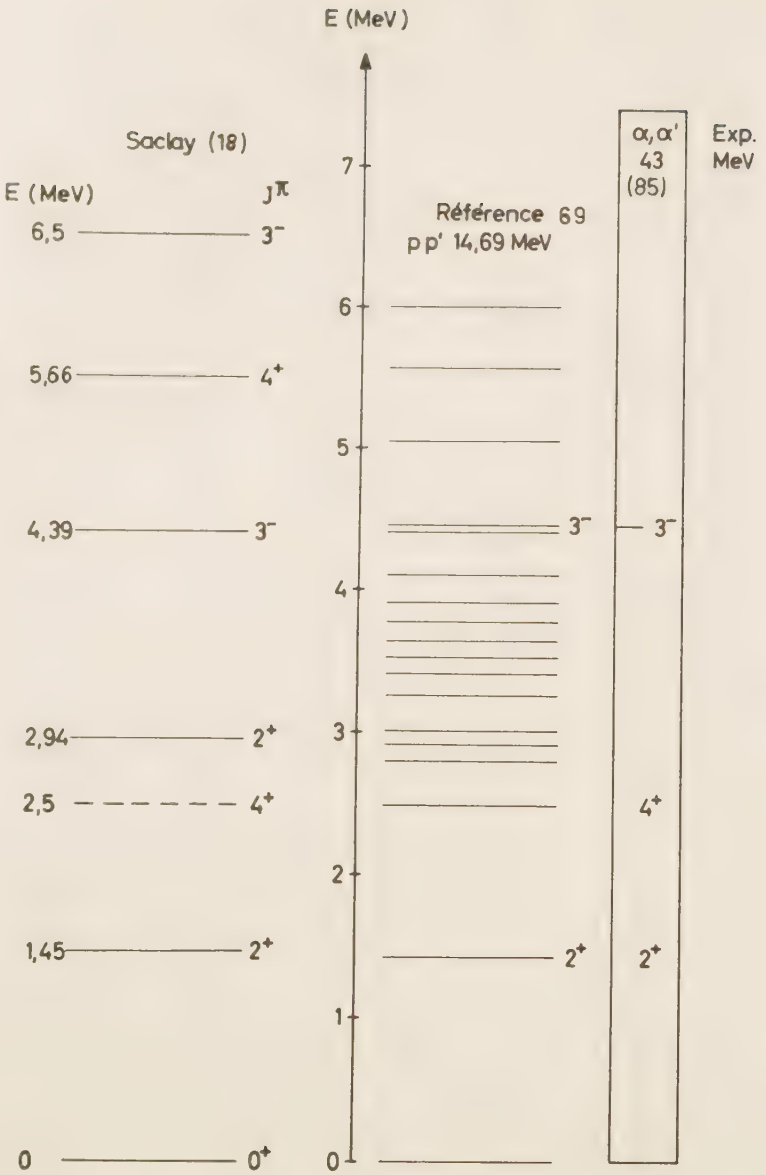


Figure 32 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{58}Ni

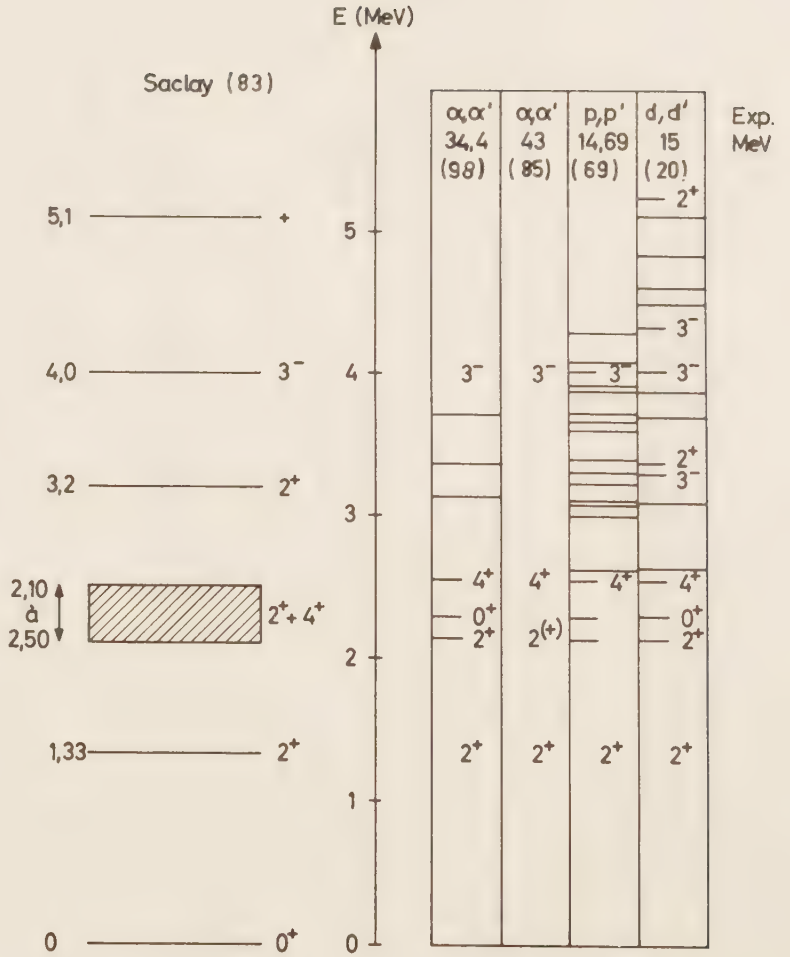


Figure 33 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{60}Ni

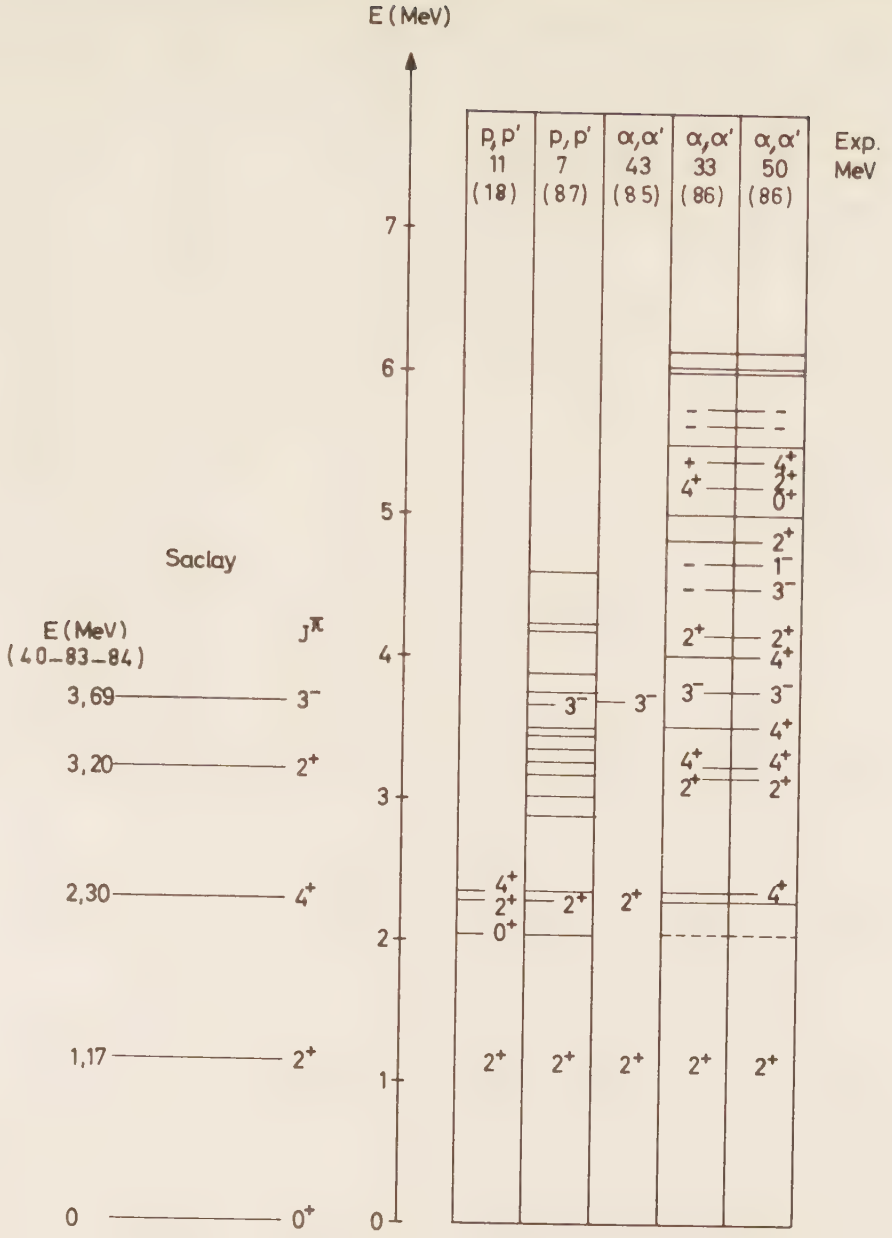


Figure 34 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{62}Ni

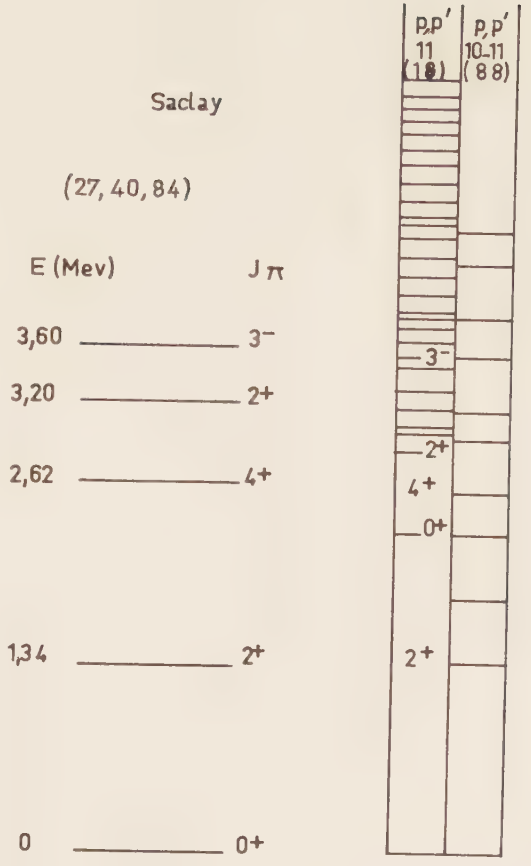


Figure 35 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{64}Ni

Par diffusion inélastique de particules α à Saclay ou à Berkeley [86], on ne peut séparer les deux niveaux 2^+ à 2,30 MeV et 4^+ à 2,34 MeV. Le doublet non résolu qu'on obtient a un caractère 4^+ prédominant, ce qui nous l'a fait analyser comme tel (figure 23). On note qu'à 44 MeV la distribution angulaire relative à ce niveau satisfait à la règle BPRI.

d) Nickel-64 (N = 28, N = 36)

Il y a relativement peu de résultats relatifs au nickel-64. La comparaison des figures 34 et 35 montre les similitudes de nos résultats [27, 84] avec ceux du nickel-62. Il faut encore souligner que tous les niveaux d'énergie que nous avons observés conduisent à des distributions angulaires vérifiant la règle des phases BPRI.

5/ Les noyaux à 50 protons : les étains

Après l'étude du nombre magique 28, nous avons abordé le nombre 50. Les sept isotopes pairs de l'étain, de masse atomique 112 à 124, forment un ensemble favorable à une étude systématique de l'évolution des excitations quadrupolaires et octupolaires en fonction de la croissance du nombre de neutrons pour un Z donné. De nombreux travaux théoriques récents renforcent l'intérêt de ces expériences.

Depuis longtemps, Stelson et Mc Gowan ont donné des résultats obtenus par excitation coulombienne et relatifs aux premiers niveaux 2^+ [89].

Par diffusion inélastique de deutons de 15 MeV, Cohen et Price ont dressé un tableau des principaux niveaux excités des isotopes 116 à 124. Ces auteurs ont suggéré la nature octupolaire de la transition du niveau fondamental au niveau fortement excité vers 2,4 MeV [90].

Kantele et Karras [91] ont, par étude de la décroissance β^- de ^{118}In, ^{120}In et ^{122}In, donné des schémas des niveaux excités des étains-118, 120 et 122.

Par réaction de stripping (d,p) à 11 MeV sur les isotopes impairs 117 et 119, Norris et Moore [92] ont donné 33 niveaux de l'étain-118 et 31 niveaux de l'isotope-120.

Nealy et Sheline [93] ont étudié les étains-122 et 124 par diffusion inélastique de protons de 11 à 12 MeV, mais sans donner d'indications de spin et de parité.

Jolly [20] a étudié l'étain-120 par diffusion inélastique de deutons de 15 MeV. Il donne les spin et parité des 7 niveaux excités.

Nous pouvons comparer nos résultats à ceux obtenus par diffusion inélastique d'électrons de 150 MeV par Bellicard et Barreau [94] et communiqués avant leur publication.

Du point de vue de la diffusion inélastique des particules α, les isotopes de l'étain sont déjà des noyaux lourds, ce qui se traduit par une diffusion coulombienne importante. Nous présentons un ensemble de résultats obtenus avec des résolutions diverses (figure 16 et 17). Nous verrons qu'il existe des données plus précises que les nôtres mais nous avons pu analyser, avec le modèle de Austern et Blair, de façon cohérente, quantitative et systématique, le premier niveau 2^+ à environ 1,2 MeV et le premier 3^- vers 2,4 MeV. Nous avons isolé un groupe de niveaux impairs, vraisemblablement 3^- encadrant un niveau pair vers 5 MeV, dans les isotopes 118 à 124.

Les résultats obtenus sont très semblables d'un isotope à l'autre et les figures 36 à 41 donnent la comparaison de nos résultats avec ceux précédemment cités. La discussion relative aux deux types d'excitations prépondérantes, déjà ébauchée avec le modèle de Blair, Sharp et Wilets étendu empiriquement [84] est incluse dans la discussion générale. Nous allons passer en revue rapidement les isotopes pairs.

a) Etain-112 (Z = 50, N = 62).

Nous avons reporté (figure 36) les niveaux excités visibles sur la figure 16. Le faible enrichissement de la cible (70 %) et la mauvaise statistique obtenus du fait de la faible épaisseur de la cible, ne nous ont fait retenir comme surs que les seuls premiers niveaux 2^+ et 3^-.

b) Etain-114 (Z = 50, N = 64)

Nous avons donné (figure 36) le spectre énergétique obtenu. Le faible enrichissement de la cible (56 %) en étain-114 nous conduit aux mêmes restrictions que pour l'étain-112.

c) Etain-116 (Z = 50, N = 66)

La figure 37 montre nos résultats expérimentaux comparés à ceux donnés dans les tables [64] et trouvés par diffusion de deutons de 15 MeV [90, 95]. Il faut remarquer que, là où nos expériences et celles de diffusion inélastique d'électrons de 150 MeV [94] donnent un niveau 3^-, comme l'avaient suggéré Cohen et Price, [90] Hansen et al.[95] ne donnent que des niveaux pairs.

d) Etain-118 (Z = 50, N = 68)

On trouve (figure 38) les résultats de Saclay et ceux publiés par Cohen et Price (dd' à 15 MeV [90]) dans les tables, et par Kantele et Karras (décroissance radioactive de ^{118}In et de ^{118}Sb [91]).

Nous n'avons pas porté les 33 niveaux observés par Norris et Moore (dp à 11 MeV sur l'étain-117 [92]).

Le spectre en énergie de l'étain-118 est un exemple typique de nos résultats sur les 7 isotopes étudiés, avec ses deux niveaux fortement excités 2^+ et 3^-, les deux niveaux pairs à 3,4 et 3,8 MeV et le triplet $(3^-, (+), 3^-)$ au voisinage de 5 MeV.

A la différence de ce qui se passe pour l'étain-116, Kantele et Karras trouvent un niveau 3^- à 2,32 MeV par décroissance β^- de ^{118}In et β^+ de ^{118}Sb, en accord avec nos résultats et ceux de Cohen et Price. Ce niveau est en fait encadré par deux niveaux 4^+ à 2,28 et 2,48 MeV [91].

e) Etain-120 (Z = 50, N = 70)

Nous avons retrouvé un spectre équivalent au précédent dans le cas de l'étain-120. On peut le comparer à ceux obtenus par (dd') à 15 MeV [90, 20] et diffusion inélastique d'électrons à 150 MeV [94] (figure 39).

f) Etain-122 (Z = 50, N = 72)

Le spectre d'énergie des niveaux de l'étain-122 est très voisin de celui de l'étain-118 (figure 40).

g) Etain-124 (Z = 50, N = 74)

Nous avons donné (figure 17) un spectre d'énergie expérimental de l'étain-124. La figure 41 montre le schéma des niveaux que nous avons observés, très analogue aux précédents. On notera, en plus, un niveau à 2,21 MeV pair, excité par diffusion inélastique d'électrons à 150 MeV [94] à 2,18 MeV et connu sous la forme d'un doublet dans les résultats de Cohen et Price [90] et Nealy et Sheline [93].

Nous avons terminé la partie consacrée à l'énoncé des énergies d'excitation, spins et parités des niveaux excités. Il nous reste maintenant à exposer, puis comparer, les renseignements tirés de l'intensité de la section efficace.

La comparaison des résultats de Saclay avec ceux obtenus dans d'autres laboratoires (par diffusion inélastique (p, p') à haute résolution notamment), montre bien le caractère sélectif de la diffusion inélastique de particules α qui excite un niveau donné, là où l'on en connaît plusieurs.

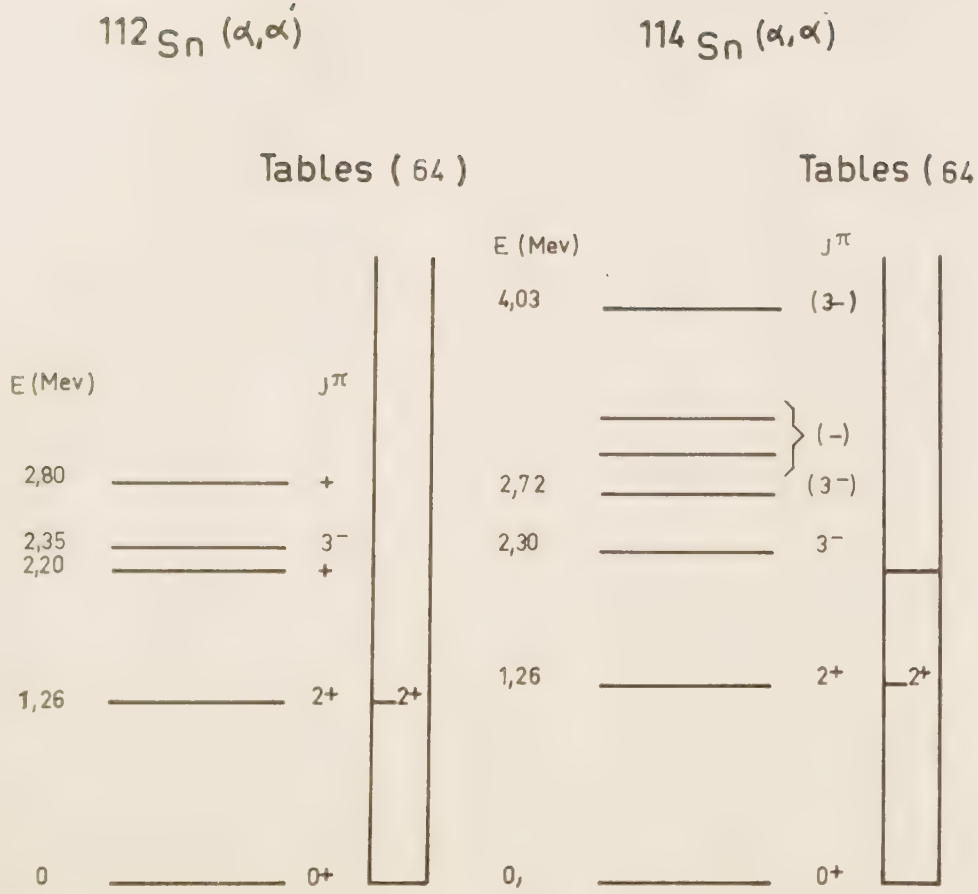


Figure 36 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{112}Sn et ^{114}Sn

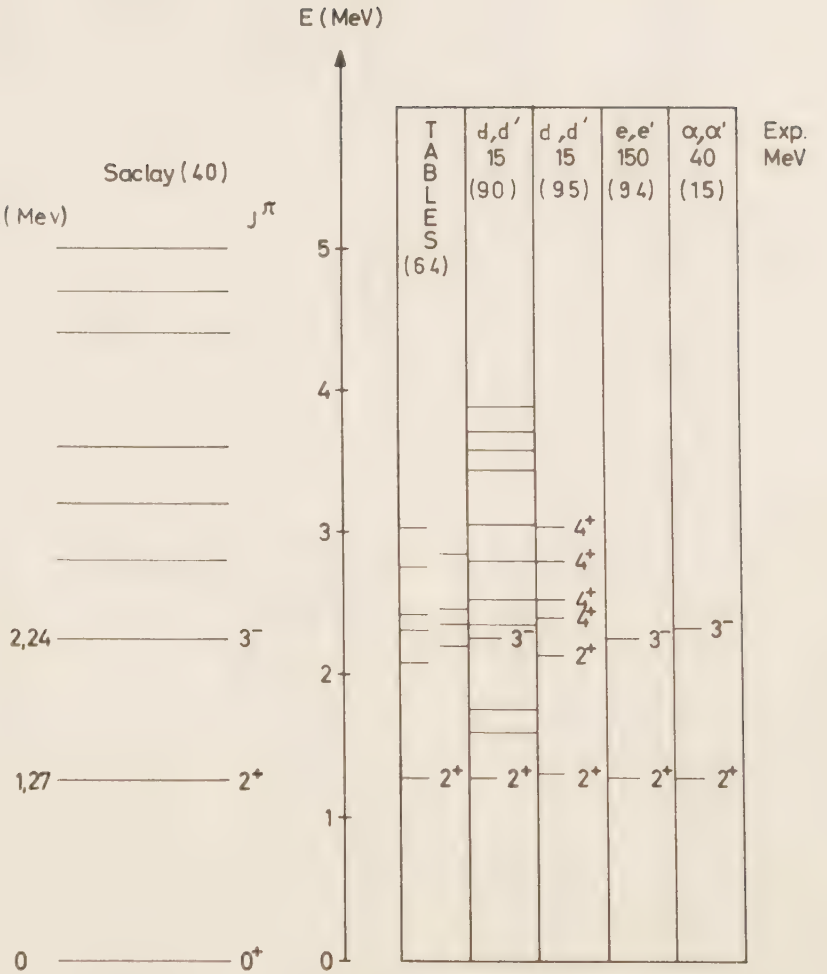


Figure 37 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{116}Sn

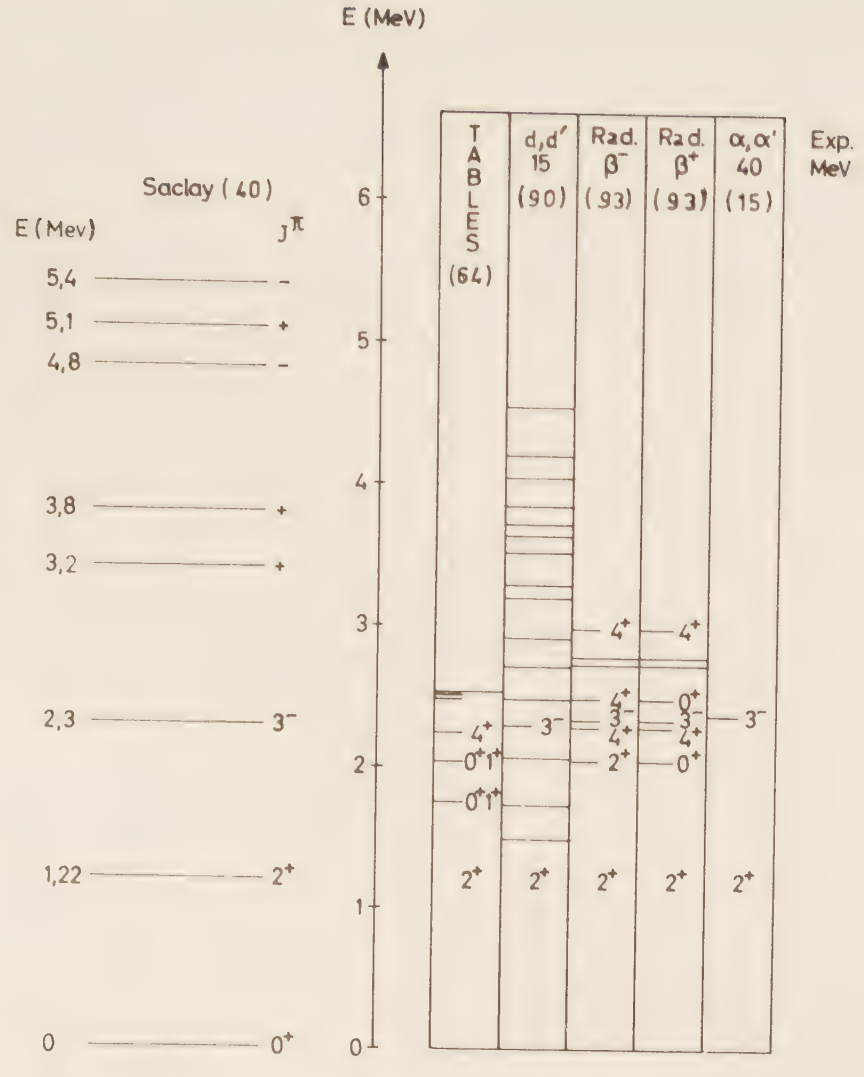


Figure 38 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{118}Sn

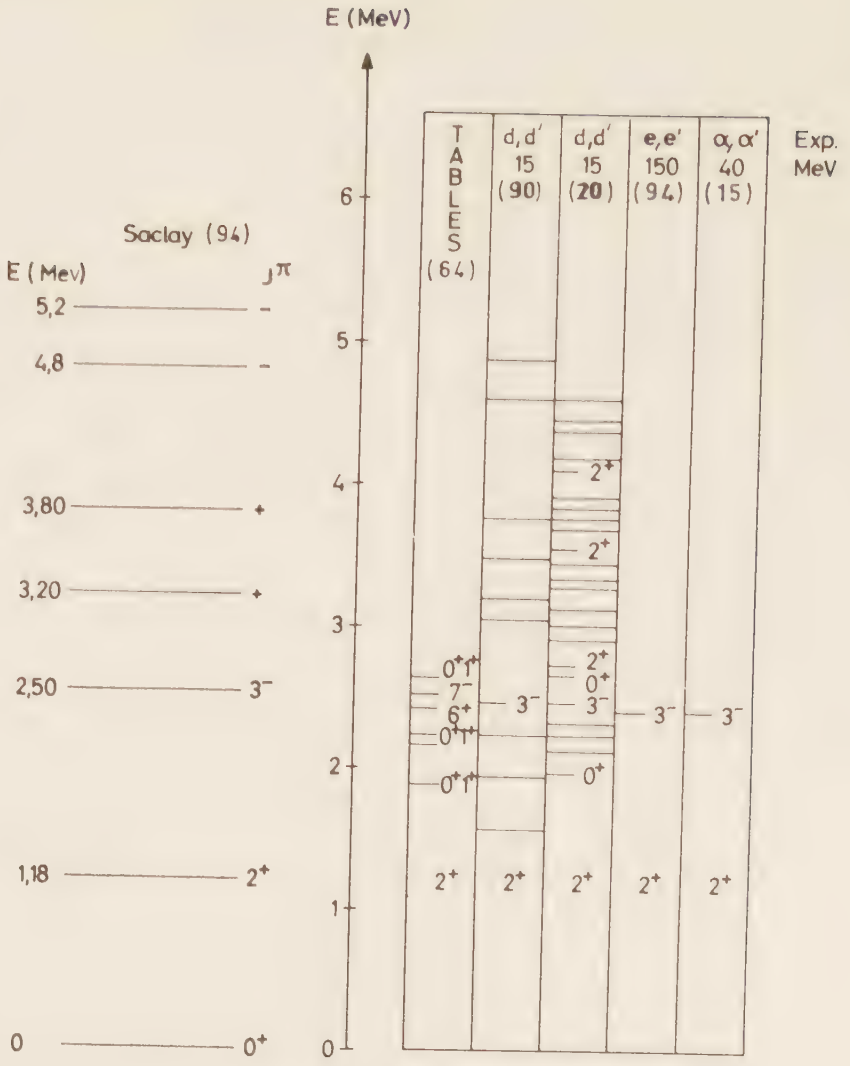


Figure 39 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{120}Sn

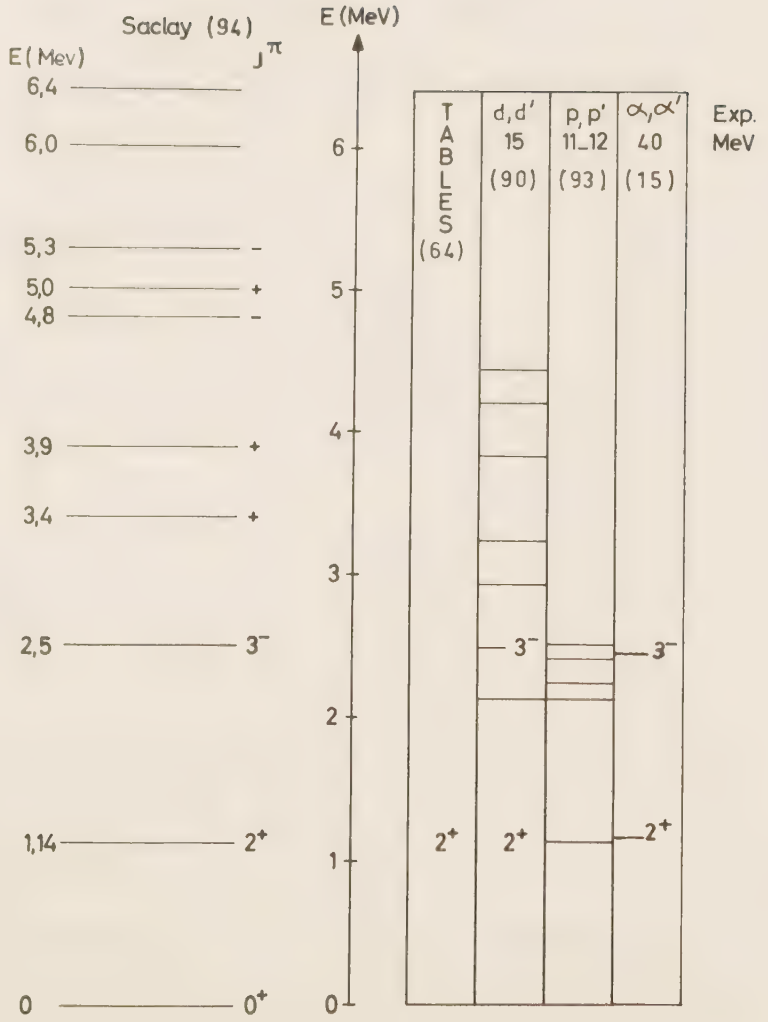


Figure 40 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{122}Sn

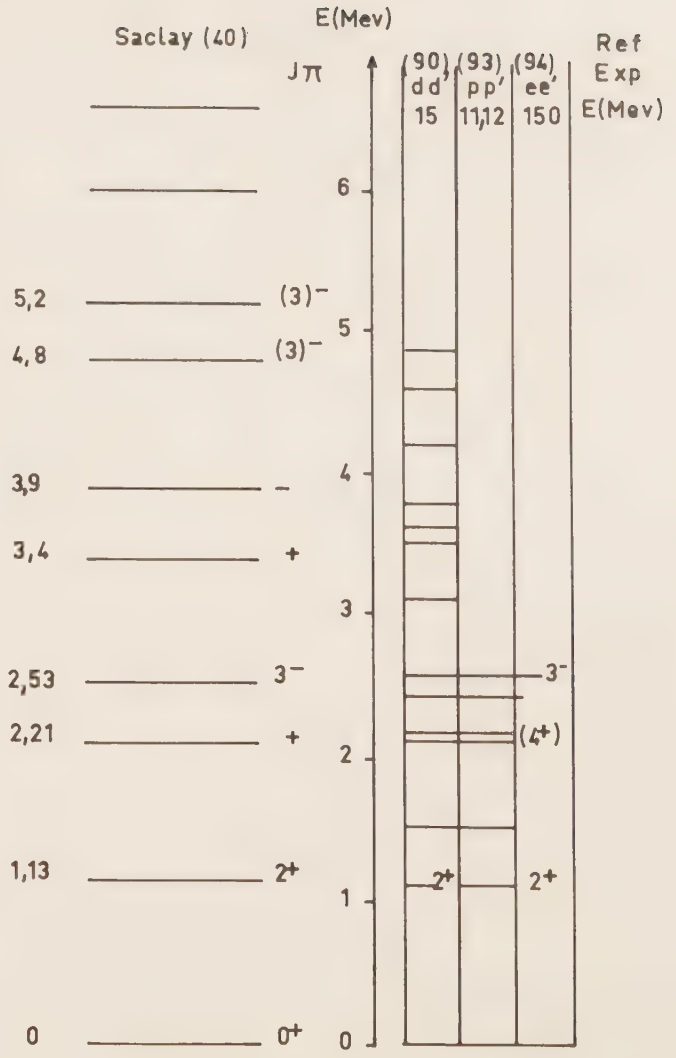


Figure 41 - Schéma des niveaux d'énergie de ^{124}Sn

CHAPITRE IV

ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, COMPARAISON AVEC LA THÉORIE

Les tableaux 2 (a, b, c, d, e,) contiennent les valeurs des longueurs de déformation δ_I pour tous les niveaux d'énergie excités dans nos expériences et dont les distributions angulaires peuvent s'interpréter à l'aide du modèle de Austern et Blair au premier ordre. Pour comparaison, nous avons porté les valeurs δ_I calculables à partir des résultats des autres laboratoires. Dans le cas de calcul en DWBA, ou en équations couplées, nous avons adopté, pour rayon d'interaction, celui du potentiel optique généralement indiqué.

Les données premières de diffusion d'électrons ou d'excitation coulombienne s'expriment sous forme de probabilités de transitions B(EI). Dans l'hypothèse d'une densité de charge uniforme on en tire la longueur δ_I par la relation :

$$\delta_I^2 = \frac{B(E_I, I \longrightarrow 0)}{e^2} \left(\frac{4\pi}{3Z\ R^{I-1}}\right)^2 (2I+1)$$

Tableau 2a

Titane-46					Titane-48					
-Q (MeV)	J^π	δ(fm) (α, α')	δ(fm) (α, α') [49]	δ(fm) e. c. [96]	-Q (MeV)	J^π	δ(fm) (α, α')	δ(fm) (α, α') [49]	δ(fm) (α, α') [98]	δ(fm) e. c. [96]
0, 87	2^+	0, 95	0, 95	1, 25	0, 99	2^+	0, 81	0, 87	1, 16	1, 15
1, 97	4^+				2, 21	4^+				
3, 01	3^-	0, 27			3, 18	6^+				
3, 24	5^-	0, 27			3, 82	3^-	0, 32			
3, 54	3^-	0, 30			4, 38	3^-	0, 28			
3, 84	$(5)^-$				5, 06	(4^+)	0, 17			
4, 14	3^-	0, 33			5, 6	(6^+)				
4, 73	+									
5, 03	4^+	0, 19								
5, 27	6^+	0, 16								
5, 87	3^-	0, 29								

Titane-50

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [49]	δ(fm) p, p' [73]	δ(fm) p, p' [99]	δ(fm) e. c. [96]
1, 52	2^+	0, 58	0, 66	0, 69	0, 69	0, 77
2, 64	4^+	0, 22				
4, 18	4^+	0, 24				
4, 38	3^-	0, 45		0, 78	0, 78	
4, 79	4^+	0, 27				
5, 38	+					
5, 81	(4^+6^+)					
6, 57	3^-	0, 27				
6, 72	3^-	0, 22				
7, 13	3^-	0, 29				
7, 72	3^-	0, 19				

Tableau 2b

Chrome-52

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [77]	δ(fm) α, α' [76]	δ(fm) p, p' [99]	δ(fm) e, e'* [75]	δ(fm) e. c. [96]
1,43	2^+	0,62	0,68	0,62	0,70	0,89 (0,80)	1,01
2,31	4^+	0,17	0,24			0,52 (0,17)	
2,72	4^+	0,15	0,20			0,47 (0,15)	
3,11	$6^+ + 2^+$	(0,16)		0,18			
3,80	2^+	0,33	0,35	0,32			
4,56	3^-	0,38	0,61	0,37	0,66	0,72 (0,43)	
5,45	4^+	0,17					
6,16	(3^-)			0,18			
6,60	3^-	0,22	0,18	0,24		0,4	
7,1	3^-	0,21		0,24		0,46	
7,9	(3^-)					0,46	

* Les valeurs entre parenthèses ont été calculées avec le rayon moyen <R>

Fer-54

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [77]	δ(fm) p, p' [100]	δ(fm) p, p' [73]	δ(fm) p, p' [99]	δ(fm) e, e' [80]	δ(fm) e. c. [96]
1,41	2^+	0,50	0,52	0,67	0,75	0,71	0,73	0,80
2,53	4^+	0,19	0,21					
2,95	2^+	0,36	0,35	0,67	0,70		0,48	
3,16	2^+	0,19	0,20		0,28			
3,3	4^+	0,14	0,13					
3,8	4^+	0,21	0,20					
4,05			0,10					
4,26	4^+	0,21	0,17					
4,58	(2^+)	0,20	0,16					
4,76	3^-	0,25	0,21	0,45	0,61	0,56	0,30	
4,95			0,11					
6,34	3^-	0,34	0,31	0,81			0,27	

Tableau 2c

Fer-56

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) e, e' [80]	δ(fm) e. c. [96]
0,83	2^+	1,0	0,85	1,06
2,04	4^+			
2,57	2^+	0,27	0,33	
3,07	(3^-)	0,28	0,27	
4,37	3^-	0,59	0,45	
5,04	4^+	0,35	0,20	

Fer-58

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) e. c. [96]
0,81	2^+	0,91	1,25
1,66	2^+	0,25	
2,07	4^+		
2,58	4^+	0,25	
3,79	3^-	0,37	
4,46	3^-	0,39	

Tableau 2d

Nickel-58

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [54]	δ(fm) α, α' [48]	δ(fm) α, α' [98]	δ(fm) p, p' [100]	δ(fm) e, e' [101]	δ(fm) e. c. [96]
1,45	2^+	0,95	0,83 1,08(45)	0,77 0,74 0,91	0,66	0,86	0,93	0,87
2,5	4^+							
2,94	2^+				0,27		0,42	
4,39	3^-	0,60	0,54	0,79 0,58	0,69	0,96	0,96	
5,66	4^+	0,30						
6,5	3^-	0,29						

Nickel-60

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [98]	δ(fm) p, p' [100]	δ(fm) d, d' [20]	δ(fm) e, e' [101]	δ(fm) e. c. [96]
1,33	2^+	1,08	0,82	1,06	1,30 1,10	0,80	0,99
2,16	$2^+ + 4^+$						
3,2	2^+		0,22				
4,0	3^-	0,50	0,70	0,85	0,83	1,17	
5,1	+		0,45				

Nickel-62

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [54]	δ(fm) p, p' [18]	δ(fm) e. c. [96]
1,17	2^+	0,80	0,89	1,38	0,92
2,30	$2^+ + 4^+$	0,33			
3,20	2^+	0,28			
3,69	3^-	0,56	0,58		

Nickel-64

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) p, p' [18]	δ(fm) e. c. [96]
1,34	2^+	0,89	1,15	0,92
2,62	$4^+ + 2^+$	0,24		
3,20	2^+	0,34		
3,60	3^-	0,73		

Tableau 2e

Etain-112

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ e. c.
1,26	2⁺	0,70	0,76(96)
2,35	3⁻	0,66	

Etain-114

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) e. c.
1,26	2⁺	0,67	0,69(96)
2,30	3⁻	0,62	0,99(97)
2,72	-		
4,03	-		

Etain-116

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [15]	δ(fm) e, e' [94]	δ(fm) e. c.
1,27	2⁺	0,65	0,92	0,54	0,66(96)
2,24	3⁻	0,63	1,05	0,85	1,15(97)

Etain-118

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [15]	δ(fm) e. c.
1,12	2⁺	0,63	0,72	0,68(96)
2,30	3⁻	0,65	1,07	0,99(97)
3,20	-			
3,8	-			
4,8	-			
5,1	-	~ 0,22		
5,4	(3)⁻			

Etain-120

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α' [15]	δ(fm) α, α' [50]	δ(fm) d, d' [94]	δ(fm) e, e'	δ(fm) e. c.
1,18	2⁺	0,66	0,86	0,69	0,50	0,66(96)
2,5	3⁻	0,62	1,02	0,81	0,80	0,36(97)
3,2	-					
3,8	-					
4,8	(3)⁻	0,30				
5,2	(3)⁻					

Etain-122

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) α, α' [15]	δ(fm) e. c.
1,14	2⁺	0,66	0,84	0,71(96)
2,5	3⁻	0,62	1,01	1,08(97)
3,4	-			
3,9	-			
4,8	-			
5,0	-			
5,3	-			

Etain-124

-Q (MeV)	J^π	δ(fm) α, α'	δ(fm) e, e' [94]	δ(fm) e. c.
1,13	2⁺	0,71	0,51	0,65(96)
2,53	3⁻	0,62	0,64	0,95(97)
3,4	-			
3,9	-			
4,8	(3)⁻	0,51		
5,2	(3)⁻			

Dans certains cas, Bellicard [75] et al. donnent des valeurs de δ_I calculées en tenant compte du rayon moyen <R>, directement comparables aux valeurs trouvées par diffusion de particules α. Toutefois les valeurs de δ_I dépendent de l'hypothèse faite sur la densité de charge du noyau d'où une certaine ambiguité.

Nous évaluons à ∓ 8 % l'erreur relative sur les valeurs des déformations δ_I tirées de nos expériences.

Les valeurs obtenues précédemment à l'aide du modèle de Blair, Sharp et Wilets [27, 83, 39, 40] étaient obtenues avec la même précision dans le cas des niveaux 2⁺. Pour rendre compte

Figure 42 - Schéma des niveaux excités par diffusion de particules α de 44 MeV au Cyclotron de Saclay dans les noyaux moyens.

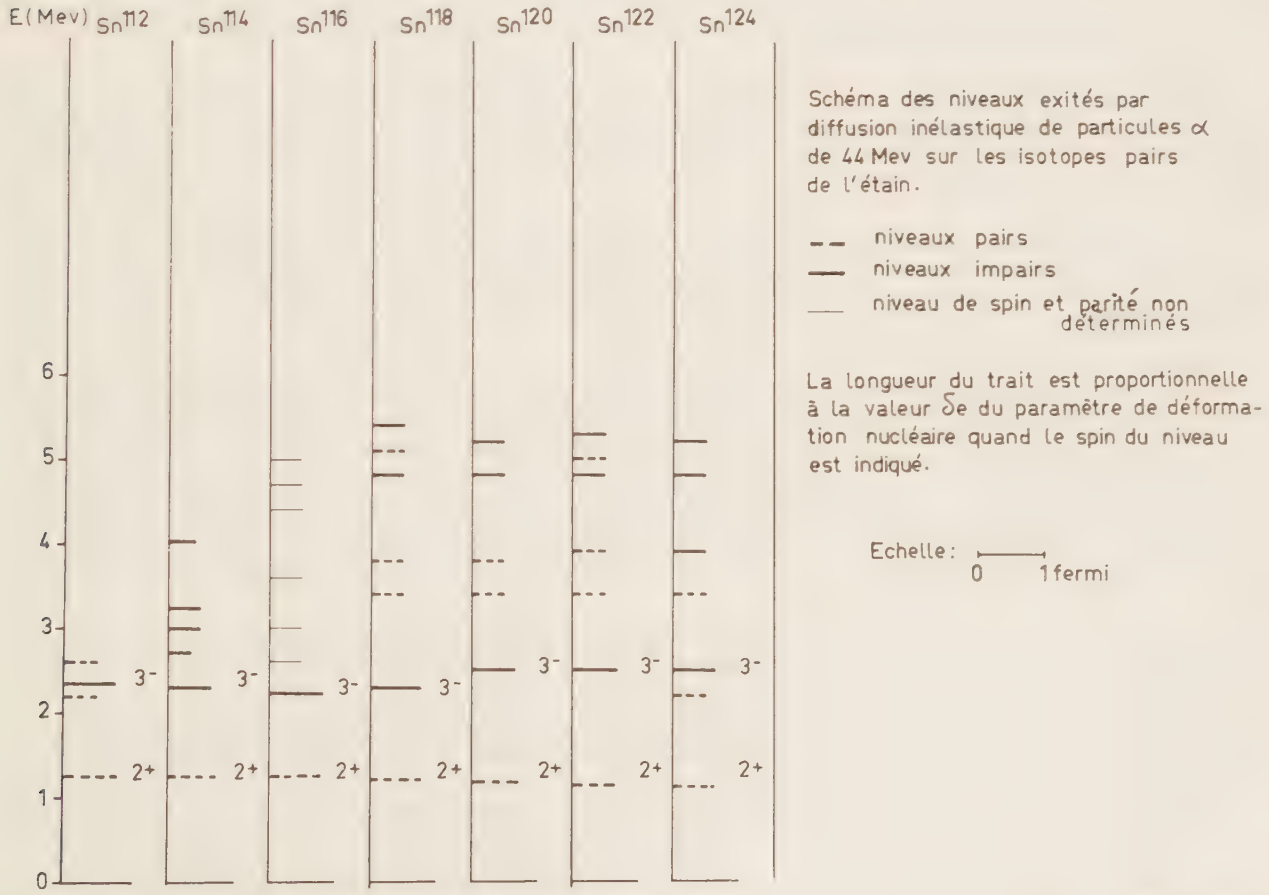


Figure 43 - Schéma des niveaux excités par diffusion de particules α de 44 MeV au Cyclotron de Saclay dans les isotopes pairs de l'étain.

du procédé très empirique utilisé pour évaluer les déformations des autres niveaux, il faut prendre une erreur relative double.

Dans ces conditions, les valeurs trouvées à l'aide de ce modèle se sont montrées généralement plus grandes que celles, plus réalistes, de notre dernière analyse.

Les figures 42 et 43 résument l'ensemble des résultats de Saclay. La figure 42 concerne les noyaux moyens de ^{46}Ti à ^{64}Ni. Nous avons représenté différemment chaque ensemble J^{π}, ne marquant explicitement que les transitions ($0 \longrightarrow 5$) et ($0 \longrightarrow 6$), rares dans nos expériences. Les niveaux figurés par des croix (+) sont ceux dont les distributions angulaires n'obéissent pas à la règle BPRI. La longueur du trait représentant chaque niveau symbolise la grandeur de la déformation δ_I. Pour la commodité du dessin, nous avons adopté l'échelle 1/2 pour le premier niveau 2^+.

La figure 43 est consacrée aux isotopes pairs de l'étain. Nous n'avons pu analyser que peu de niveaux, si bien que la longueur du trait n'est proportionnelle à la déformation que lorsque le spin (2^+ ou 3^-) est indiqué.

Nous traiterons successivement les interactions des deux ordres.

I - INTERACTION DU PREMIER ORDRE

On constate, fait déjà abondamment souligné, que les niveaux 2^+ et 3^- sont les plus fortement excités. Nous traiterons d'abord ces niveaux, comparant nos résultats à ceux déjà publiés et aux calculs théoriques pour passer ensuite à l'étude des niveaux d'excitations plus faibles.

A - Excitations quadrupolaires et octupolaires

La figure 44 schématise les premiers niveaux 2^+ et les niveaux 3^- que nous avons observés. En général, le premier niveau 2^+ contient presque toute l'excitation quadrupolaire, sauf dans ^{52}Cr et ^{54}Fe où il existe un deuxième niveau 2^+ fortement excité. L'excitation octupolaire se répartit en deux groupes de niveaux, le premier se trouve à une énergie d'excitation de 3,0 à 4,6 MeV dans les noyaux moyens et vers 2,5 MeV dans les étains. Le second groupe commence à 6 MeV dans le premier cas et vers 5 MeV dans le second.

Sur la figure 44, on voit que la fermeture d'une couche se traduit par une augmentation de l'énergie d'excitation du premier niveau 2^+ et par l'existence d'un seul niveau 3^- dans le premier groupe. Nous avons porté (figure 45) la variation des carrés des longueurs δ_2 et δ_3 en fonction du nombre de masse A, sommant sur tous les niveaux du premier groupe octupolaire pour les titanes-46 et 48 et les fers-56 et 58.

On observe une baisse importante de l'excitation des niveaux 2^+ et 3^- lors de la fermeture de la couche N = 28 alors que celle où Z est égal à 28 ne montre aucune variation d'ensemble significative. Les phénomènes collectifs n'apparaissent donc avec prépondérance qu'à la fermeture de la couche N = 28.

Sur la figure 45, on peut constater que les carrés des longueurs δ_2 et δ_3 suivent la même variation, en fonction de la masse atomique A, que la quantité a^2, carré de l'épaisseur de surface a du noyau calculée à partir de la diffusion élastique (paramètre Δ), avec plus de fidélité toutefois pour la quantité δ_2^2.

Dans le cas des isotopes 58 à 64 du nickel, et 116 à 124 de l'étain, nous avons déjà souligné [40] la décroissance des sections efficaces expérimentales quand le nombre de neutrons augmente. Bernstein [102] a mentionné ce fait dans le cas du calcium. En fait, il y a une lente diminution de l'excitation du premier niveau 2^+ de ^{58}Ni à ^{64}Ni alors que le niveau 3^- est moins excité dans les isotopes 60 et 62.

Dans le cas des étains, la décroissance est plus marquée pour le premier niveau 2^+ (– 30 %, de l'isotope 116 à l'isotope 124), mais apparaît surtout pour le niveau 3^- (– 50 %, de 116 à 124).

Dans notre étude préliminaire, [40] à l'aide du modèle de Blair, Sharp et Wilets, nous avons obtenu un rapport Δ/L sensiblement constant pour les nickels (0,050) et adopté la même valeur de Δ/L pour tous les étains (0,06). Dans ces conditions, la variation des carrés δ_2^2 et δ_3^2 suivait celle des sections efficaces.

Dans les résultats de l'analyse à l'aide du modèle de Austern et Blair, on trouve des valeurs de Δ différentes pour chaque noyau, or la dérivée $\delta\eta/\delta l$ comporte un terme en $1/\Delta$ très sensible à la valeur de ce paramètre.

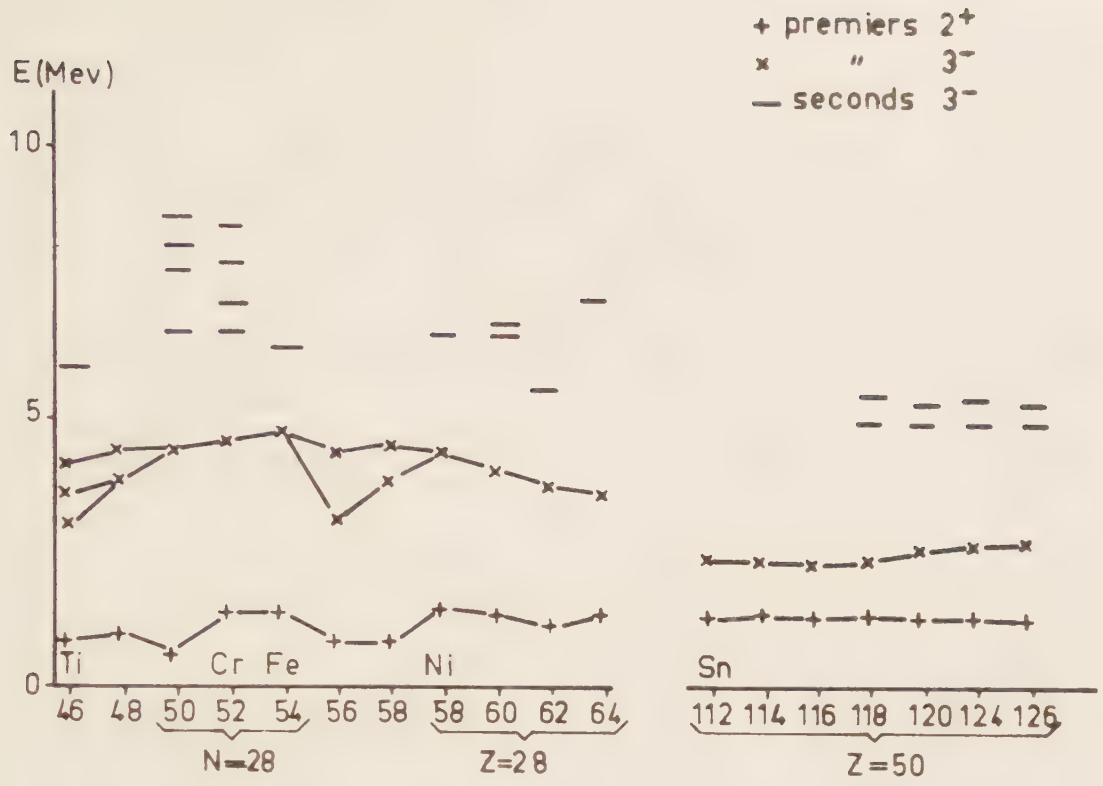


Figure 44 - Energies des premiers niveaux 2^+ et des niveaux 3^- observés à Saclay.

Dans le cas des nickels, on trouve des valeurs de Δ nettement supérieures pour les isotopes 60 et 64 (tableau 1). Cela peut expliquer, la grande valeur de δ_2 obtenue pour le niveau 2^+ de ^{60}Ni et ^{64}Ni. Le premier niveau 3^- de ^{64}Ni a une section efficace plus grande que dans les autres isotopes pairs, la grande valeur du paramètre Δ accentue encore cette différence d'excitation quand on considère les déformations δ_3.

Pour les isotopes de l'étain, la variation de la section efficace théorique compense les effets de celle de la section efficace expérimentale. On obtient, pour le premier niveau 2^+, une longueur δ_2 sensiblement constante d'un isotope à l'autre et, pour le premier niveau 3^-, il ne subsiste plus qu'une légère croissance de la longueur δ_3 de l'isotope 112 à l'isotope 124.

Les variations de la section efficace peuvent traduire des différences de structure entre les états fondamentaux des éléments étudiés, qui apparaissent déjà dans l'étude de la diffusion élastique. C'est pourquoi, il est indispensable d'effectuer une analyse complète des diffusions élastique et inélastique sur chaque élément inclus dans une étude systématique. Comme nous l'avons déjà mentionné [94], alors que dans les noyaux moyens les intensités des excitations quadrupolaires et octupolaires sont entre elles dans un rapport 2, dans le cas des étains, ce rapport est voisin de l'unité. En fait, pour le niveau 2^+, les sections efficaces dans les nickels sont en moyenne doubles de celles qu'on mesure dans les étains lorsque pour les niveaux 3^- il y a pratiquement égalité dans les deux cas.

1. Comparaison des résultats expérimentaux

Avant de confronter les résultats obtenus dans des expériences impliquant des particules et des interactions différentes, nous allons préciser le cadre de cette comparaison.

Il faut d'abord déterminer le degré de compatibilité d'études effectuées à l'aide d'une même particule à des énergies différentes dans divers laboratoires avec des méthodes d'analyse variées. Par diffusion (α, α') certains éléments ont été particulièrement étudiés, le niveau 2^+ à 1,45 MeV de ^{58}Ni par exemple.

Satchler [98] a employé la méthode DWBA pour analyser des résultats de Kyoto, à basse énergie, le paramètre β_2 qu'il trouve donne $\delta_2 = 0,66$ fm.

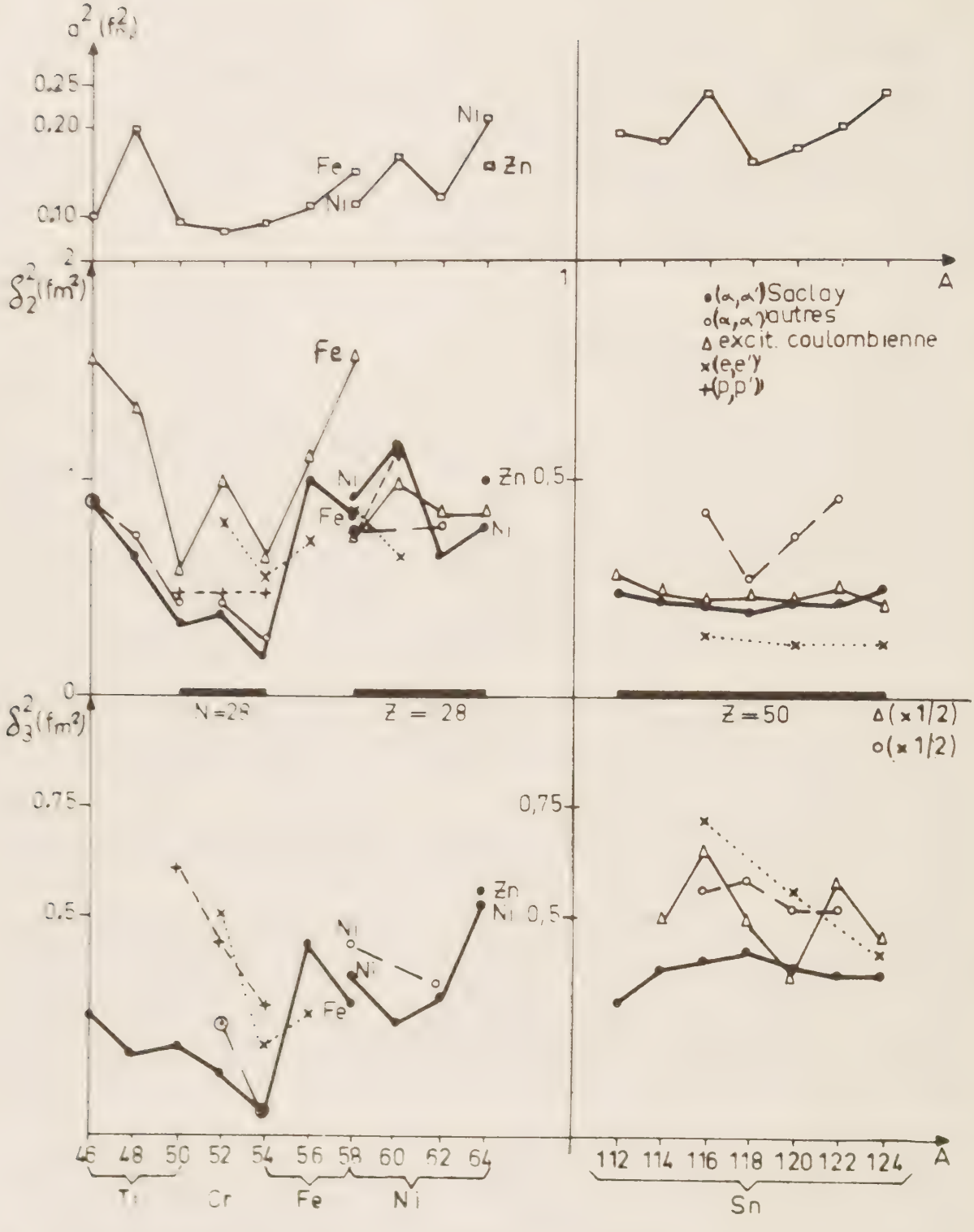


Figure 45 - Comparaison des valeurs des "longueurs de déformation" δ_I^2 de Saclay aux autres résultats expérimentaux. Pour chaque type de réaction, nous avons porté la moyenne des valeurs publiées.

Satchler et al.[48] ont utilisé la méthode DWBA et les équations couplées pour étudier les résultats à 43 MeV d'Argonne. Suivant la méthode utilisée et les hypothèses faites, les β_2 obtenus conduisent à $\delta_2 = 0,74 - 0,77 - 0,91$ fm.

A Berkeley, Horen et al. [54] trouvent, à l'aide du modèle de Austern et Blair, une valeur de δ_2 constante pour une énergie incidente variable, et égale à 0,83 fm.

Les mêmes données analysées par Tamura [45] en équations couplées conduisent à la valeur $\delta_2 = 1,08$ fm. Avec les données de Saclay, nous trouvons $\delta_2 = 0,95$ fm.

Les valeurs des déformations δ dépendent donc fortement de la méthode d'analyse utilisée. Nous avons déjà énuméré les approximations faites dans chacune de ces méthodes par exemple : le choix de la nature réelle ($\sim dV/dr$) ou complexe $\left(\sim \left(\frac{dV}{dr} + i\,\frac{dW}{dr}\right)\right)$ du facteur de forme collectif, et le choix du potentiel optique, donc du rayon, influent sur la valeur de β. Il n'y a pas, a priori, de raison de sélectionner la valeur de β en accord avec celle qu'on trouve par excitation coulombienne où n'intervient que l'interaction électromagnétique.

En général, les valeurs de δ obtenues par analyse en DWBA ou par équations couplées sont supérieures à celles trouvées à l'aide du modèle de Austern et Blair. Sur cet exemple précis, pour que ces résultats soient compatibles, il faudrait admettre une erreur de $\mp$ 25 % sur la valeur moyenne de δ_2.

Le cas de ^{58}Ni est exceptionnel. Les résultats de Seattle, Berkeley et Saclay relatifs a ^{54}Fe, ^{52}Cr, ^{58}Ni et ^{62}Ni, tous obtenus à l'aide du modèle relativement dépourvu d'ambiguïté de Austern et Blair, se recoupent dans la marge de $\mp$ 8 %.

Nous avons porté (figure 45) les résultats de Baron et al [15] concernant les isotopes pairs 116 à 122 de l'étain, étudiés par diffusion inélastique de particules α de 40 MeV et tirés d'une analyse classique en DWBA. Le niveau 2^+ de ^{116}Sn mis à part, les carrés des longueurs δ_2 et δ_2 sont deux fois supérieurs aux valeurs de Saclay. On retrouve ce facteur 2 au niveau des sections efficaces et la différence des énergies incidentes ne suffit pas à l'expliquer. A part ces derniers résultats, on peut prendre la valeur moyenne des résultats obtenus en dehors de Saclay par diffusion inélastique de particules α. Cette valeur, portée sur la figure 45, est proche de celle trouvée à Saclay. Mais, pour une comparaison systématique, nos valeurs présentent l'avantage d'avoir été obtenues et analysées dans les mêmes conditions.

Nous avons également, pour la clarté du dessin, porté la moyenne des résultats relatifs aux autres expériences.

Tous ces résultats sont portés sur la figure 45 que nous allons commenter en considérant successivement les résultats de chacune des autres expériences.

Nous définirons comme compatible toute valeur voisine tirée d'un autre type d'expérience, incluse dans une bande de largeur $\mp$ 30 % centrée sur les valeurs de Saclay. Dans ce cadre, une différence d'un facteur 2 sera significative.

1/ Excitation quadrupolaire

a) Diffusion inélastique de protons [73, 100, 99, 18]

Pour le premier niveau 2^+, il y a bon accord avec les valeurs (α, α') pour ^{48}Ti, ^{50}Ti, ^{58}Ni et ^{60}Ni, et désaccord pour ^{52}Cr, ^{62}Ni et ^{64}Ni. Les deux derniers points ont été analysés en équations couplées [18], mais les auteurs qualifient ces résultats de préliminaires. Il n'y a pas de résultats relatifs aux étains.

b) Diffusion inélastique de deutons [20, 50]

Nous disposons des résultats récents de Jolly relatifs à ^{60}Ni et à ^{120}Sn.

En DWBA [20], Jolly donne un paramètre β_2 qui conduit à un δ_2^2 deux fois supérieur à celui obtenu par diffusion (α, α') dans le cas du nickel et équivalent pour l'étain-120. L'analyse en équations couplées [50] de ces mêmes données conduit, pour ^{60}Ni, à une valeur du même ordre que celle obtenue par diffusion (α, α'), donc, là encore, la méthode d'analyse est déterminante.

c) Diffusion inélastique d'électrons

Les déformations δ dépendent des hypothèses faites sur la densité de charge. Si on la considère comme uniforme, les valeurs de δ sont supérieures à celles qu'on trouve en tenant compte de la

valeur moyenne <R> du rayon. N'ayant pas, pour tous les éléments, des valeurs calculées dans cette deuxième hypothèse, nous avons porté, (figure 45) les valeurs tirées de la première. Dans le cas de ^{52}Cr [75] δ_2^2 est voisin de la valeur trouvée en excitation coulombienne. Pour ^{54}Fe, la valeur de δ_2^2 est voisine de celle trouvée par diffusion (p, p') [100, 73, 99] et par excitation coulombienne [96]. Pour ^{58}Ni [101], il y a accord avec les résultats des diffusions (α, α') et (p, p') et désaccord avec tous les autres résultats pour ^{60}Ni.

Dans le cas des étains, les valeurs mesurées, même dans l'hypothèse d'une charge uniforme, sont inférieures d'un facteur 2 à celles de la diffusion (α, α') ou de l'excitation coulombienne.

d) Excitation coulombienne

Les valeurs de comparaison sont calculées d'après les tables de meilleures valeurs de Stelson et Grodzins [96]. Les valeurs de δ_2^2 obtenues sont environ deux fois supérieures aux valeurs (α, α') pour ^{46}Ti, ^{48}Ti, ^{50}Ti, ^{52}Cr, ^{54}Fe et ^{58}Fe, donc quand on se rapproche des noyaux légers. Par contre, les valeurs obtenues pour ^{56}Fe, les nickels et les étains sont très voisines. L'évolution de $\delta_2^2 = f(A)$ est la même que celle observée par diffusion (α, α').

La comparaison de tous ces résultats est difficile, puisqu'il y a tantôt accord, tantôt désaccord et dépendance de la méthode d'analyse utilisée. De façon générale, il n'apparaît pas d'écart systématique entre les intensités d'excitation mesurées dans les différentes expériences, en ce qui concerne l'excitation quadrupolaire, ce qui ne permet pas de conclure à une différence radicale dans le mécanisme d'excitation.

2/ Excitation octupolaire

Il y a beaucoup moins de résultats sur le premier groupe octupolaire que sur le premier niveau 2^+. Il manque, en particulier, des données systématiques au même titre que celles de l'excitation coulombienne au paragraphe précédent.

a) Diffusion inélastique de protons

Les trois points relatifs aux noyaux à N = 28, tirés des références 73 et 99, montrent une intensité d'excitation trois fois supérieure à celle mesurée par diffusion (α, α')

b) Diffusion inélastique de deutons

Il y a deux points de Jolly avec analyse en DWBA [20]. Dans les cas de ^{60}Ni et de l'étain-120 la valeur δ_2^2 obtenue est plus grande (facteur 2) que dans le cas de la diffusion (α, α').

c) Diffusion inélastique d'électrons

Il y a trois points relatifs à ^{52}Cr, ^{54}Fe et ^{56}Fe [75], [80]. Deux des valeurs de δ_2^2 sont supérieures à celles de la diffusion (α, α') (^{52}Cr et ^{54}Fe) et une inférieure (^{56}Fe). Dans le cas des étains, il y a décroissance rapide de l'intensité d'excitation avec l'augmentation du nombre de neutrons de l'étain-116 à l'étain-124. La valeur obtenue pour l'étain-116 est double de celle obtenue par diffusion (α, α') alors qu'il y a égalité pour l'étain-124. En tous cas, l'excitation octupolaire est deux fois plus intense que celle du premier 2^+.

d) Excitation coulombienne

L'énergie d'excitation des niveaux 3^- est en général trop élevée pour être atteinte par excitation coulombienne. Nous disposons de résultats d'Alkhazov [97] qui conduisent à des valeurs de δ_3^2 plus grandes d'un facteur 2 que celles mesurées par diffusion (α, α'), pour les isotopes de l'étain 114 à 124.

Le second groupe octupolaire, représenté épisodiquement par un niveau dans nos expériences les plus anciennes, apparaît mieux dans les plus récentes (^{46}Ti, ^{50}Ti, ^{52}Cr et ^{54}Fe) sous forme d'un nombre variable, de niveaux. Il est difficile de comparer des résultats d'expériences menées dans des conditions différentes ; notamment nous nous sommes longtemps arrêtés au premier niveau 3^-. Sauf dans le cas de ^{54}Fe (tableau 2c), où le niveau à 6,34 MeV est plus intense que celui à 4,60 MeV, le second groupe est moins excité que le premier.

Dans le cas des étains, il semble que, vers une énergie d'excitation de 5 MeV, il apparaisse un triplet formé de 2 niveaux impairs entourant un niveau pair. Ces deux niveaux sont probablement 3^- et dans la limite de la précision de nos expériences, leur intensité d'excitation est moins forte que celle du premier groupe octupolaire, en accord avec les prévisions théoriques [23] pour le terme B_0.

Les données actuelles sur les niveaux 3^- sont beaucoup moins nombreuses que celles relatives aux niveaux 2^+, mais il semble cependant qu'il y ait des différences plus importantes entre les valeurs de δ_3 d'origine différente : l'excitation octupolaire apparaît comme plus favorable que l'excitation quadrupolaire pour manifester les différences entre les interactions responsables des excitations collectives (mise en jeu des protons et des neutrons, rôle du spin isotopique).

2. Comparaison des résultats expérimentaux et de ceux des calculs théoriques

La seule analyse dépourvue d'ambiguité est celle qui consiste à introduire des facteurs de forme tirés d'une description microscopique du noyau dans un cadre approprié (DWBA, équations couplées) pour calculer des distributions angulaires directement comparables à celles que donne l'expérience. Nous avons vu qu'en général de tels calculs conduisent à des accords qualitatifs. Les sections efficaces calculées par Baron et al [15] sont de 4 à 5 fois trop petites, mais si l'on tient compte du facteur 2 que nous avons signalé, l'accord est meilleur. Bingham et al [16] ont analysé avec succès les niveaux 2^+ et 4^+ de ^{90}Zr avec cette méthode mais avec un potentiel d'interaction α-nucléon phénoménologique.

Faute d'un nombre suffisant d'analyses de ce genre, qui seront encore longtemps limitées aux noyaux ayant une couche complète de nucléons, il nous faut toujours passer par l'intermédiaire discutable des probabilités de transition B(EI) calculées dans l'hypothèse du modèle collectif. Dans le tableau 3 nous avons porté les probabilites de transition (α,α') obtenues en faisant $N_{eff} = Z$ [104]. Elles sont calculées pour la désexcitation d'un niveau de spin I vers l'état fondamental et exprimées en unités e^2fm^{2I}. Les probabilités de transitions BZ2,3 et BA2,3 sont les probabilités des transitions théoriques calculées en tenant compte respectivement des protons seuls et de tous les nucléons.

Tableau 3

		B(E2)	BZ2	BA2	BZ2	BZ2	B(E3)	BZ3	BA3	BZ3	BA3	BZ3
		(α,α')	[21]	[21]	[22]	[24]	(α,α')	[21]	[21]	[23]	[23]	[25]
Ti	46	92					370					
	48	69					260					630*
	50	37				20*	300					660*
Cr	52	50				40*	280					650*
Fe	54	30				50*	110					
	56	160					1050					
	58	140					760					
Ni	58	170			34	50	1100	3700	21000	3600	4700	1200
	60	230		560	102	90	770	3300	23000	3400	5700	1100
	62	130			200	110	1000			3300	4300	2000
	64	160			184	110	1800			3300	6900	1000
Sn	112	460	300		700	190	7050					12200
	114	420	340		762	180	8800			8900	21000	12500
	116	410	300		798	190	9600	10000		9900	26000	13900
	118	400	280		824	210	10300			11000	29000	15300
	120	440	300		832	230	9800			12000	31000	16800
	122	445	300		730	240	9700			13000	34000	18900
	124	510	260		546	210	9900			14000	37000	19500

* résultats obtenus dans le cadre de l'approximation I.

Avec $N_{eff} = Z$ l'accord entre la théorie et l'expérience est dans la limite des écarts attendus. Les valeurs obtenues par diffusion (α,α') s'insèrent au milieu des résultats de la théorie (figure 46). Les calculs de Lombard et Campi-Benet suivent remarquablement l'évolution globale des résultats expérimentaux à condition de prendre pour N = 28 les valeurs tirées de l'approximation I. Les résultats théoriques comportant une sommation sur tous les nucléons sont en général trop grands, ce qui justifie notre approximation.

Nous avons mis en évidence, en particulier dans le cas des nickels, des variations parfois fort marquées d'un isotope à l'autre et qui traduisent des structures sans doute différentes des états fondamentaux, comme le montre l'étude de la diffusion élastique. La théorie doit rendre compte de ces faits. En ce qui concerne les isotopes de l'étain, la variation des B(E2) est bien rendue dans les calculs de Veje et Campi-Benet, mais celle des B(E3) n'est pas monotone expérimentalement.

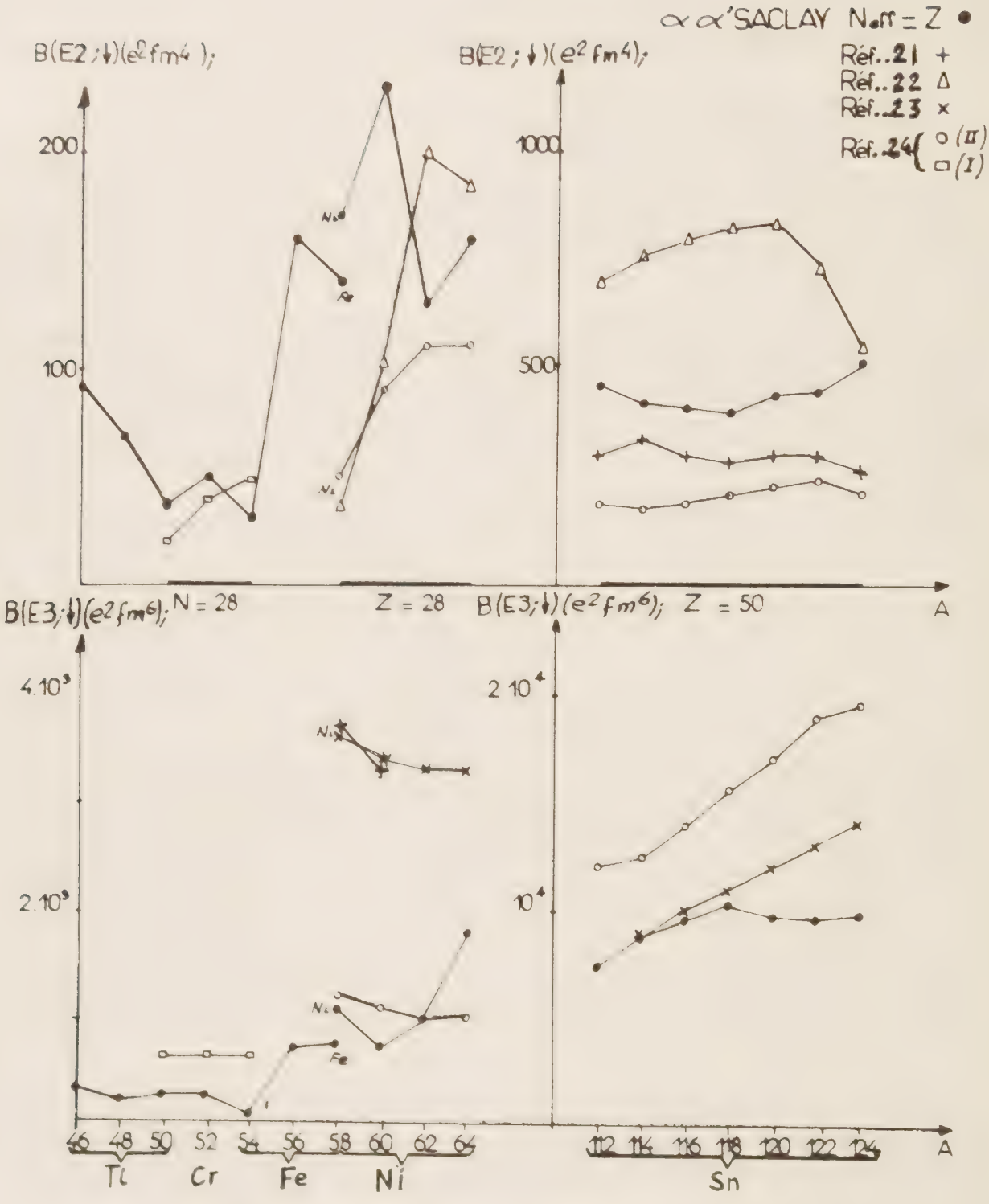


Figure 46 - Comparaison des B(I⟶0) de Saclay aux valeurs théoriques.

Dans l'état actuel des choses on peut conclure à un bon accord qualitatif, ce qui montre que l'ensemble des approximations faites est relativement raisonnable. Pour aller plus loin, il faudrait généraliser l'introduction des fonctions d'onde microscopiques dans la DWBA ou les équations couplées comme cela commence à se faire. [106]. On disposerait alors sans doute d'un critère très sensible du réalisme des fonctions d'onde utilisées, et, en comparant les données obtenues à l'aide de potentiels différents, d'informations sur les mécanismes d'excitation des niveaux collectifs.

B - Autres niveaux

Nous avons également observé d'autres niveaux moins excités.

Il semble y avoir un niveau 4^+ à une énergie d'excitation voisine de 5 MeV. Ce niveau apparaît régulièrement de ^{46}Ti à ^{52}Cr, dans ^{56}Fe, les nickels-58 et 60. On peut le rapprocher du triplet pair mis en évidence à Berkeley dans ^{62}Ni [86].

Après l'observation du niveau 5^- à 4,48 MeV de ^{40}Ca par Saudinos [8], nous nous attendions à trouver de tels niveaux au moins dans les noyaux où la couche $1f_{7/2}$ est incomplète. Nous en avons observé deux seulement et dans le même noyau (^{46}Ti), l'un est certain à 3,24 MeV (figure 18) et l'autre sans doute mélangé à un autre niveau à 3,84 MeV.

Il y a également peu de niveaux 6^+. Le seul vraiment indiscutable apparaît à 5,27 MeV dans ^{46}Ti (figure 18). Nous en avions mentionné un autre dans ^{48}Ti à 3,18 MeV [72]. Un calcul de modèle en couches de Mac Cullen et al.[67] prédit un niveau 6^+ à cette énergie dans les isotopes 48 et 50 du titane. La forte proportion ($\sim$ 30 %) de ^{48}Ti dans la cible de ^{50}Ti ne permet pas d'affirmer que le niveau très faiblement excité à 3,2 MeV dans nos expériences n'appartient pas à ^{48}Ti. Les mêmes calculs théoriques prévoient aux alentours de 3 MeV un niveau 6^+ dans ^{52}Cr. Le niveau que nous avons observé à 3,11 MeV pourrait être un mélange $6^+ + 2^+$. A Berkeley, ce niveau a été analysé comme 2^+ [76].

Comme on pouvait s'y attendre, la fermeture de la couche à 28 nucléons en protons et en neutrons entraîne la disparition des niveaux de spin supérieur à 4.

Il reste à commenter les niveaux dont les énergies d'excitation sont comprises entre celles du premier niveau 2^+ et du premier groupe octupolaire. Ces niveaux, peu intenses, sont susceptibles de relever d'un processus d'excitation "à deux phonons", ils font l'objet du paragraphe suivant.

II - INTERACTION DU DEUXIEME ORDRE

Certains niveaux présentent des distributions angulaires vérifiant la règle des phases BPRII ou ayant un caractère anormal (figure 22). Nous avons utilisé le modèle de Austern et Blair avec une composante du deuxième ordre pour analyser 21 niveaux comprenant, non seulement ceux que nous venons d'évoquer, mais tous ceux qui, dans les noyaux moyens, ont une énergie d'excitation voisine du double de celle du premier niveau 2^+. Les figures 20 à 23 montrent les meilleurs accords obtenus, les résultats quantitatifs sont consignés dans le tableau 4 [105].

Pour chaque noyau étudié et chaque niveau considéré, nous donnons le rapport C_2/C_1 obtenu, les coefficients C_1 et C_2 correspondants, les longueurs δ_1 et δ_2 qu'on en déduit et le coefficient C_{21} que l'on calcule, dans l'hypothèse vibrationnelle, à partir de la longueur de déformation δ_{21} du premier niveau 2^+ que nous avons porté pour comparaison. Dans ce cas :

$$C_{21}(I) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \langle 2I00 \mid 20 \rangle^2 \, \delta_{21}^2$$

où I est le spin du niveau étudié. On peut alors comparer, soit C_2 et C_{21}, soit δ_2 et δ_{21}.

La sensibilité de notre méthode d'analyse est suffisante pour que nous puissions mettre en évidence des mélanges des deux ordres comprenant jusqu'à 10 % de l'ordre minoritaire. Cela se traduit par les valeurs de R telles que $0,1 \leqslant R \leqslant 10$.

Dans le cas de deux phonons, le modèle vibrationnel prévoit un triplet de niveaux 0_2^+, 2_2^+, 4_2^+. Dans la limite de la précision de nos expériences nous n'avons pas excité de niveau 0_2^+.

De la considération du tableau 4 il ressort que, sur 21 niveaux d'énergie étudiés :

Tableau 4

Eléments	A	-Q (MeV)	J^π	C_2/C_1 (fm)	C_1 (fm)	δ_1 (fm)	C_2 (fm²)	C_{21} (fm²)	δ_2 (fm)	δ_{21} (fm)
Ti	46	1,97	4^+	Quadrature avance				0,073		0,95
	48	2,21	4^+	1,6	0,036	0,11	0,083	0,053	1,0	0,81
	50	2,64	4^+	<0,1	0,073	0,22	<0,007	0,027		0,58
Cr	52	2,31	4^+	<0,1	0,057	0,17	<0,006	0,032		0,62
		2,72	4^+	<0,1	0,050	0,15	<0,005	0,032		0,62
Fe	54	2,53	4^+	<0,1	0,053	0,16	<0,005	0,016		0,43
		2,95	2^+	<0,1	0,14	0,31	<0,014	0,016		0,43
		3,16	2^+	<0,1	0,072	0,16	<0,007	0,016		0,43
		3,3	4^+	<0,1	0,040	0,12	<0,004	0,016		0,43
	56	2,04	4^+	>10			0,084	0,081	1,02	1,0
		2,57	2^+	<0,1	0,121	0,27	<0,012	0,081		1,0
	58	1,66	2^+	<0,1	0,112	0,25	<0,011	0,067		0,91
		2,07	4^+	>10			0,056	0,067	0,83	0,91
Ni	58	2,5	4^+	>10			0,093	0,073	1,07	0,95
		2,94	2^+	0,7	0,142	0,32	0,099	0,073	1,11	0,95
	60	2,16	2^+	>10			0,145	0,095	1,34	1,08
		+2,50	$+(4^+)$							
		3,2	2^+	0,9	0,125	0,27	0,11	0,095	1,18	1,08
	62	2,3	4^+	<0,1	0,11	0,33	<0,011	0,052		0,80
		+2,34	$+(2^+)$							
		3,2	2^+	<0,1	0,12	0,28	<0,012	0,052		0,80
	64	2,62	4^+	<0,1	0,06	0,18	<0,006	0,064		0,89
		3,2	2^+	<0,1	0,16	0,35	<0,016	0,064		0,89

- le niveau 4^+ à 1,97 MeV de ^{46}Ti ne peut être analysé par cette méthode (figure 20). Si l'on ajoute progressivement une composante du 2ème ordre à une transition directe du premier ordre (donc en opposition de phase), on peut le faire évoluer de manière à devenir en phase. Alors, la variation de la position des maximums a lieu dans le sens des angles croissants et non dans l'autre sens. On ne peut, dans ce cas, analyser une distribution angulaire en quadrature avance avec une transition directe paire comme celle observée ici.

- trois niveaux semblent impliquer un mélange des deux ordres. Il s'agit des niveaux ; 4^+ à 2,21 MeV du titane-48 (figure 20), 2^+ à 2,94 MeV du nickel-58 (figure 23) et 2^+ à 3,2 MeV de ^{60}Ni (figure 23).

- quatre relèvent d'une interaction pure à deux phonons. Ce sont les niveaux ; 4^+ à 2,04 MeV de ^{56}Fe (cf. Réf. 8), figure 22, 4^+ à 2,07 MeV de ^{58}Fe, 4^+ à 2,5 MeV dans ^{58}Ni. Enfin, la distribution angulaire de la somme des niveaux 2^+ à 2,2 MeV et 4^+ à 2,5 MeV que nous n'avons pas séparés dans ^{60}Ni, est plus proche de celle prévue pour un niveau 2^+ à "deux phonons", ce qui indique la prédominance de la composante 2^+.

- les treize autres cas étudiés relèvent d'un processus d'excitation du premier ordre, à 44 MeV du moins, dans la précision de notre analyse. Parmi ces niveaux, on peut encore discuter le cas du niveau 2^+ à 2,95 MeV de ^{54}Fe : en effet, étant donnée la faible excitation du premier niveau 2^+, la valeur trouvée pour le rapport C_2/C_1 inférieure à 0,1 conduit pour C_2 à une valeur encore compatible avec la prédiction du modèle vibrationnel. En fait, il s'agit pour C_2 d'une limite supérieure. Le cas de ^{54}Fe est très particulier car il possède deux niveaux 2^+ pratiquement aussi intenses dont, en particulier, ce niveau à 2,95 MeV. La valeur de C_2, calculable est d'autant plus grande que le C_1 mesuré est grand, ce qui est le cas. Il s'agit donc d'une coïncidence entre un premier niveau 2^+ moins excité donnant un coefficient C_{21} petit et un niveau à 2,95 MeV intense conduisant, malgré une valeur du rapport C_2/C_1 petite, à un coefficient C_2 du même ordre que C_{21}. Une telle contribution du deuxième ordre affecterait davantage la position des maximums de la distribution angulaire relative à ce niveau. L'intensité même de l'excitation de ce niveau est incompatible avec le schéma vibrationnel.

Il n'y a rien de semblable dans l'étude de ^{52}Cr qui possède, lui aussi, un second niveau 2^+ très excité mais à 3,80 MeV.

Il faut admettre comme un résultat expérimental que, dans la limite de la validité de notre analyse, et contrairement à la théorie, dans 12 cas sur 21, il n'y a pas de composante du deuxième ordre décelable. Le modèle utilisé n'est pas satisfaisant ; cela peut être dû à une cause triviale mais, beaucoup plus probablement, au fait que le mécanisme supposé n'est pas le bon. Car on voit mal pourquoi ce qui est valable pour certains noyaux ne l'est pas pour les autres immédiatement voisins. Le cas du niveau 2^+ à 2,95 MeV de ^{54}Fe montre qu'on peut trouver un résultat ambigu et celui du niveau 4^+ à 1,97 MeV de ^{46}Ti des données inexplicables. Nous allons maintenant comparer les résultats de Saclay à ceux obtenus dans d'autres laboratoires.

Comparaison des résultats de Saclay avec ceux des autres laboratoires

Plusieurs auteurs ont étudié les mêmes noyaux utilisant, soit le modèle de Austern et Blair, soit les équations couplées. Nous ne respecterons pas la chronologie et commencerons par les résultats dérivés du premier modèle.

A Berkeley, Horen et al.[54] ont analysé des données de diffusion (α, α') à énergie variable sur les niveaux 4^+ à 2,47 MeV de ^{58}Ni et à 2,33 MeV de ^{62}Ni avec, pour résultat, un mélange des composantes des deux ordres variable avec l'énergie incidente des particules α.

Dans le cas du nickel-58, on trouve, à Saclay, un niveau 4^+ à 2,5 MeV pur à "deux phonons" [8]. Cela résulte plus d'un accord de la phase de la distribution angulaire de ce niveau avec celle de la diffusion élastique que d'une recherche proprement dite. En effet, nous disposons de points expérimentaux à des petits angles où la distribution angulaire théorique à deux phonons n'oscille pratiquement pas.

Dans le cas du nickel-62, nous ne trouvons aucune composante du deuxième ordre. En introduisant dans le calcul la valeur C_2/C_1 obtenue à Berkeley, soit 0,6, nous observons un décalage de + 1,5 degré sur la position des maximums des oscillations théoriques.

Meriwether et al.ont également étudié [76] ^{52}Cr dans les mêmes conditions, mais ne donnent pas une analyse quantitative de leurs résultats.

En ce qui concerne ^{52}Cr et ^{54}Fe, les résultats obtenus à Seattle avec le modèle de Austern et Blair pour une énergie des particules α incidentes très voisine sont en excellent accord avec ceux de Saclay (tableau 2b).

Les données expérimentales, de Seattle, Berkeley et Saclay dans le cas de ^{52}Cr, de Berkeley et de Saclay dans le cas des nickels-58 et 62, sont tout à fait compatibles. Il faut donc incriminer les critères choisis pour réaliser l'ajustement et l'imprécision inhérente à ce type d'analyse.

A. M. Papiau [60] a montré que, dans l'étude de la diffusion élastique, l'emploi des programmes de recherche VARMIN [35] et AUTO IV ne conduisaient pas tout à fait aux mêmes résultats. Nous avons vu qu'en ce qui concerne les niveaux 2^+ et 3^- cela n'avait pas une grande importance. Pour analyser les niveaux 4^+ de ^{58}Ni et ^{62}Ni et de ^{52}Cr, le groupe de Berkeley a cherché un ajustement sur le premier maximum de la distribution angulaire expérimentale ce qui est un accord de compromis sur la phase et l'amortissement. Les valeurs trouvées dans ces conditions sont différentes des nôtres à énergie égale.

Avec la même convention, on peut analyser le niveau 4^+ à 1,97 MeV de ^{46}Ti (figure 20) et le trouver direct à un phonon, mais il devient difficile d'étudier les niveaux homologues dans ^{50}Ti et ^{52}Cr.

Toutes ces difficultés viennent du fait qu'on ne reproduit jamais les sections efficaces expérimentales avec le modèle de Austern et Blair. Il semble donc que ce soit les hypothèses de base et d'analyse qu'il faille remettre en cause, c'est-à-dire l'hypothèse d'une excitation du type vibrationnel en deux étapes, les cas où il y a accord pouvant être expliqués dans un modèle qui rendrait compte de la totalité des résultats.

La méthode d'analyse utilisant les équations couplées obtient à cet égard de meilleurs résultats. Satchler et al.[49] ont analysé le niveau 4^+ des titanes-46, 48 et 50. Les distributions angulaires expérimentales qu'ils ont obtenues pour une énergie des particules α incidentes de 43 MeV présentent les mêmes caractéristiques que celles de Saclay.

Dans l'optique de cette analyse il s'agit toujours de niveaux à deux phonons ; il n'y a pas de mélange des deux ordres d'excitation.

Comparons les résultats obtenus à Argonne et à Saclay : le niveau 4^+ à 1,97 MeV de ^{46}Ti, que nous n'avons pu analyser, est décrit comme obtenu avec un mélange à parts sensiblement égales

d'excitations directe et multiple. Le niveau 4^+ à 2,21 MeV de ^{48}Ti, pour lequel nous avons trouvé une valeur du rapport C_2/C_1 appréciable, est essentiellement atteint par un processus d'excitation multiple. Enfin le niveau 4^+ à 2,64 MeV de ^{50}Ti, que nous avons trouvé direct à un phonon, apparaît, dans les résultats d'Argonne, également comme direct mais à deux phonons. Toutefois, dans ce dernier cas, nous avons vu que les auteurs ont dû multiplier par 2 l'intensité prévue pour une excitation à deux phonons pour retrouver les valeurs expérimentales des sections efficaces. A 43 MeV la composante directe à deux phonons conduit à une relation de phase du type BPRI. En procédant de cette manière, les auteurs ont simulé ainsi un mélange des deux ordres.

Tamura [45] a reproduit les sections efficaces de Berkeley à énergie variable, relatives à ^{68}Ni et à ^{62}Ni. Il obtient des paramètres de couplage β indépendants de l'énergie mais non reliés entre eux selon les règles strictes du modèle vibrationnel. Le même fait apparaît dans l'analyse des données de diffusion inélastique de protons de 11 MeV de Dickens et al. sur ^{62}Ni et ^{64}Ni [18].

Nous avons déjà mentionné que Tamura et Jolly [50] introduisent un mélange des excitations des deux ordres dans l'analyse des données de diffusion inélastique de deutons de 15 MeV sur ^{60}Ni. Alors, seul le niveau 2^+ à 2,16 MeV est pur à deux phonons ($\ddot{\beta}_{02} = 0$), alors que les deux autres membres du triplet ont une légère composante à un phonon ($\ddot{\beta}_{00} = -0,040$ et $\ddot{\beta}_{04} = 0,070$). Les résultats sont en accord avec ceux, malheureusement non encore analysés à notre connaissance, de Kumabe et al [19], obtenus par diffusion inélastique (α, α') à 34,4 MeV, et où seul le niveau 2^+ vérifie la règle des phases BPRII.

Même dans une analyse aussi poussée que celle de Tamura, on ne trouve pas les relations attendues entre les paramètres β_{02}, $\ddot{\beta}_{02}$, β_{22}, $\ddot{\beta}_{00}$, β_{20}, $\ddot{\beta}_{04}$ et β_{24}. L'hypothèse vibrationnelle est mise en défaut car la méthode des équations couplées est exacte. On préjuge également de l'ordre des excitations en cause avant d'effectuer l'analyse, alors qu'avec d'autres modèles on montre que cet ordre varie d'un élément à l'autre. Néanmoins, une telle paramétrisation peut faire apparaître sous une forme numérique le facteur de forme "réaliste" que devraient reproduire les calculs théoriques.

Dans une étude théorique des nickels, Arvieu et al.[10] ont retrouvé les spectres d'énergie expérimentaux avec une force de portée finie. Les approximations I et II conduisent à des résultats très voisins en dehors de toute hypothèse vibrationnelle. Dans ce cas, une force classique d'appariement et multipolaire conduit, dans le cas de la RPA, à des niveau à "deux phonons". Ils suggèrent d'introduire les états du coeur, en particulier les nucléons de la couche 1 $f_{7/2}$. Toujours dans le cas des nickels, Glendenning et Vénéroni [12] introduisant des fonctions d'onde de Arvieu et al.[13] dans le formalisme des équations couplées définissent des règles de phase pour les niveaux 2_2^+ et 4_2^+. Les niveaux 2_2^+ devraient être "à deux phonons" et les niveaux 4_2^+ à "un phonon". La situation expérimentale est plus complexe.

Il y a deux directions pour rechercher un accord avec l'expérience, soit en augmentant le nombre de configurations du coeur, soit en introduisant des configurations à quatre quasi-particules.

Récemment, Auerbach [107, 108] a cherché à préciser cette notion, et en particulier le rôle des configurations de séniorité 4 dans les isotopes 60 et 64 du nickel. Les résultats sont les suivants :

Niveau / Isotope	0^+	2^+	0_2^+	2_2^+	4_2^+
^{60}Ni	$\nu = 0$	$\nu = 2$	5 % $\nu = 4$	27 % $\nu = 4$	3 % $\nu = 4$
^{64}Ni	$\nu = 0$	$\nu = 2$	25 % $\nu = 4$	48 % $\nu = 4$	9 % $\nu = 4$

Seul le niveau 2_2^+ aurait des composantes notables de séniorité 4. Expérimentalement, le niveau 2_2^+ à 2,16 MeV de ^{60}Ni vérifie la règle des phases BPRII, même à 34 MeV [19] ; on sait également [19, 50] que les autres niveaux du triplet sont en quadrature avec les deux règles des phases.

Dans ^{64}Ni, nous n'avons pu séparer les niveaux 2_2^+ et 4_2^+. Le niveau que nous observons à 2,64 MeV, à prédominance 4^+ vérifie la règle BPRI. Dickens et al [18] montrent que le niveau 2^+ est sans doute celui qui a le plus le caractère "à deux phonons".

De tels calculs impliquant une force d'appariement mélangée à une force quadrupolaire permettent donc, sinon de rendre compte des sections efficaces expérimentales, de montrer qu'il y a des différences possibles d'un isotope à l'autre. Il est probable que l'introduction, dans le cadre exact des

équations couplées, de facteurs de forme microscopiques calculés avec une interaction réaliste, permettrait d'atteindre un résultat dépourvu d'ambiguïté.

Pour que notre étude soit complète, nous avons inclus un certain nombre de niveaux d'énergie qui se sont révélés excités au premier ordre. Il s'agit des niveaux 2^+ à 3,8 MeV de ^{52}Cr, à 4,58 MeV de ^{54}Fe, et à 3,2 MeV observé dans ^{60}Ni, ^{62}Ni et ^{64}Ni. On peut alors situer un deuxième niveau quadrupolaire direct au voisinage du premier niveau 3^-, qui apparaît à une énergie d'excitation légèrement inférieure, à la fermeture de la couche N = 28. Dans notre analyse, le niveau 2^+ de ^{60}Ni est atteint par un mélange des processus d'excitation des deux ordres. En fait, les résultats relatifs à ^{60}Ni sont peu sûrs, mais, si cela était confirmé, il s'agirait d'une excitation à quatre quasi-particules pouvant alors se répartir sur plusieurs niveaux.

Dans le cas de ^{62}Ni, le groupe de Berkeley a observé [86] trois niveaux pairs au voisinage de cette énergie ; un niveau 2^+ à 3,16 MeV et deux niveaux 4^+ à 3,24 et 3,52 MeV. Broek [85] a émis l'hypothèse de niveaux à trois phonons. Cette hypothèse n'est pas du tout indispensable car nous avons vu qu'on les analyse très bien avec une interaction au premier ordre, et que leur intensité d'excitation, en particulier pour le niveau 2^+ à 3,80 MeV de ^{52}Cr, est bien trop forte.

CONCLUSION

Les expériences réalisées au cyclotron de Saclay et analysées avec le modèle, peut-être imparfait, mais simple, de Austern et Blair, ont permis d'extraire de façon cohérente des renseignements intéressant la spectroscopie nucléaire.

Nous avons pu confirmer et mettre en évidence l'existence systématique de certains niveaux fortement excités. Dans le cas des noyaux moyens, de ^{46}Ti à ^{64}Ni, et des noyaux lourds, de ^{112}Sn à ^{124}Sn, nous avons pu suivre l'évolution des excitations quadrupolaire et octupolaire et montrer les variations de leur intensité en fonction du remplissage et de la fermeture des couches de nucléons. Nous avons observé l'existence d'un second groupe de niveaux octupolaires, difficilement accessibles dans les expériences les plus anciennes pour des raisons de technique expérimentale. Dans le cas des nickels et des étains, on peut expliquer ces niveaux du second groupe octupolaire par l'excitation du coeur alors que les niveaux du premier groupe peuvent être attribués à des excitations des nucléons périphériques [23].

Dans les noyaux moyens étudiés, il apparaît deux niveaux pairs qui encadrent de façon systématique le premier groupe octupolaire, ce sont un niveau 2^+ à une énergie inférieure et 4^+ à une énergie supérieure.

Pour la plupart de ces niveaux d'énergie nous avons mesuré des longueurs de déformation δ_I. Nous avons comparé les longueurs δ_2 et δ_3 à celles qu'on peut obtenir à partir des résultats des autres laboratoires, pour en déduire que, dans la limite des erreurs dues aux méthodes expérimentales et d'interprétation, il n'y a pas d'écart systématique en ce qui concerne l'excitation quadrupolaire. L'excitation octupolaire par contre semble plus sensible à la nature de l'opérateur d'excitation en cause.

Nous avons obtenu un accord global entre les probabilités d'excitation B(E2) et B(E3) théoriques et expérimentales, compte tenu des hypothèses de calcul faites dans les deux cas.

On sait que la description usuelle de l'interaction : force d'appariement + force quadrupolaire ou octupolaire n'est pas réaliste ; nous attendons les résultats d'un calcul comportant une force "réaliste" pour une comparaison moins qualitative. On pourra alors mettre en évidence le nombre de configurations de protons ou de neutrons impliqués et apprécier le rôle du spin isotopique dans l'interaction.

Il existe enfin, dans les noyaux moyens, une série de niveaux excités de basse énergie dont la structure est complexe et le mécanisme d'excitation douteux. En particulier la très forte excitation du niveau 2^+ à 2,95 MeV de ^{54}Fe est difficilement explicable. Seule la reproduction, dans ce cas, des sections efficaces expérimentales peut trancher la question de la fidélité de la description du noyau.

La diffusion inélastique de particules α de moyenne énergie, par son caractère sélectif, a contribué à apporter des renseignements sur la structure des noyaux étudiés et le mécanisme de l'interaction en cause. Le volume actuel des données expérimentales accumulées à Saclay et ailleurs doit permettre un des tests les plus rigoureux des fonctions d'onde décrivant les états excités du noyau. Une théorie "réaliste" devra rendre compte de tous les effets observés.

RÉFÉRENCES

[1] G. SCHARFF-GOLDHABER et J. WENESER, Phys. Rev., 1955, *98*, 212

[2] L. WILETS et M. JEAN, Phys. Rev., 1956, *102*, 788

[3] J.M. ARAUJO, "Vibrations of spherical nuclei", Nuclear Reactions, Vol II, Endt et Smith, North-Holland Publ. Cy. Amsterdam (1962) p. 195

[4] M.G. MAYER et J.H.D. JENSEN, "Elementary theory of nuclear shell structure", Wiley and Sons, N.Y. 1955.

[5] A.S. DAVYDOV et FILLIPOV, Nucl. Phys., 1958, *8*, 237

[6] B.L. COHEN et A.G. RUBIN, Phys. Rev., 1958, *111*, 1568 et 1959, *113*, 579

[7] R. BEURTEY, P. CATILLON, R. CHAMINADE, M. CRUT, H. FARAGGI, A. PAPINEAU, J. SAUDINOS et J. THIRION, C.R. Acad. Sci. *252*, p. 1756-1758

[8] J. SAUDINOS, Thèse, (Rapport CEA.R 2146, Paris, 1962)

[9] V. GILLET, Cours de Physique théorique, INSTN, 1964-65

[10] R. ARVIEU, E. SALUSTI et M. VENERONI, Phys. Letters. 1964, *8*, 334.

[11] L.S. KISSLINGER, Phys. Rev., 1963, *129*, 1316

[12] N.K. GLENDENNING et M. VENERONI, Phys. Letters, 1965, *14*, 228

[13] R. ARVIEU, E. BARANGER, M. BARANGER, V. GILLET et M. VENERONI, Phys. Letters, 1963, *5*, 142

[14] V.A. MADSEN et W. TOBOCMAN, Phys. Rev., 1965, *139*, B 864

[15] N. BARON et al. Phys. Rev. 1966, *146*, 861

[16] C.R. BINGHAM, M.L. HALBERT et R.H. BASSEL, Phys. Rev. 1966, *148*, 1174

[17] A. BOHR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1952, *26*, n° 14
A. BOHR et B.R. MOTTELSON, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd. 1953, *26*, n° 16

[18] J.K. DICKENS, F.G. PEREY, R.T. DA SILVA et T. TAMURA, Phys. Letters, 1963, *6*, 53

[19] I. KUMABE, H. OGATA, S. TOMITA, M. INOUE et Y. OKUMA, Phys. Letters, 1963 *6*, 53

[20] R.K. JOLLY, Phys. Rev., 1965, *139*, B 318

[21] S. YOSHIDA, Nucl. Phys. 1962, *38*, 380

[22] L. KISSLINGER et R.A. SORENSEN, Rev. Mod. Phys., 1963, *35*, 853

[23] C.J. VEJE, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Med. 1966, *35*, n° 1

[24] R.J. LOMBARD et X. CAMPI-BENET (Electromagnetic transition probabilities in single closed shell nuclei) Orsay, IPNO/TH- 12 Nov. 1965.

[25] J.S. BLAIR, dans Proceedings of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanisms, Padoue 1962. Gordon and Breach N.Y. 1963

[26] J.S. BLAIR, Phys. Rev., 1959, *115*, 928

[27] M. BARLOUTAUD, G. BRUGE, J.C. FAIVRE, H. FARAGGI et J. SAUDINOS, Phys. Letters, 1963 *6*, 222

[28] J. R. MERIWETHER, A. BUSSIERE, B. G. HARVEY et D. J. HOREN, Phys. Letters, 1964, *11*, 940

[29] A. MESSIAH, Mécanique quantique, Tome I, Dunod p. 365

[30] G. IGO, Phys. Rev. Letters, 1958, *1*, 72
G. IGO et R. M. THALER, Phys. Rev. 1957, *106*, 126

[31] A. FOREST, Communication privée

[32] J. S. BLAIR, D. SHARP, L. WILETS, Phys. Rev. 1962, *125*, 1625

[33] J. A. McINTYRE, K. H. WANG, L. C. BECKER, Phys. Rev. 1960, *117* 1337

[34] R. H. FRAHN et W. E. VENTER, Ann. Phys. (N. Y.) 1964, *27*, 385
W. E. VENTER et R. H. FRAHN, Ann. Phys. (N. Y.) 1964, *27*, 401

[35] A. SPRINGER, Ph. D. Thesis University of California, 1965, UCRL-11681

[36] J. ALSTER, Phys. Rev. 1966, *141*, 1138

[37] J. S. BLAIR, "Inelastic excitation of collective levels" Lectures on direct interaction (Herceg - Novi 1962) Branislav-Lalovic, Ed., Federal Nuclear Energy Commission of Yugoslavia p. 1.
N. AUSTERN et J. S. BLAIR, Ann. Phys. 1965, *33*, 15

[38] G. BRUGE, J. C. FAIVRE, H. FARAGGI, J. SAUDINOS et G. VALLOIS, Phys. Letters, 1964 *3*, 244

[39] J. C. FAIVRE, G. BRUGE, et P. ROUSSEL, Communication DA9, Bases for Nuclear spin-parity assignment, Gatlinburg, 1965.

[40] G. BRUGE, J. C. FAIVRE, H. FARAGGI, J. SAUDINOS, G. VALLOIS, Phys. Letters, 1965, *14*, 221

[41] N. AUSTERN, "Direct Reactions" dans Selected Topics in Nuclear Theory, F. Janouch, Ed., A. I. E. A., Vienne, 1963, p. 17.

[42] Voir par exemple : R. H. BASSEL, R. M. DRISKO et G. R. SATCHLER, ORNL-3240.
B. BUCK et P. E. HODGSON Phil. Mag. 1961, *6*, 1371
B. MACEFIELD, Report n° 3, Nuclear Physics Programme Library. Atlas Computer Laboratory, Chilton, Berkshire.

[43] N. AUSTERN, R. M. DRISKO, E. ROST, et G. R. SATCHLER, Phys. Rev., 1962, *128*, 733

[44] T. TAMURA, Rev. Mod. Phys., 1965, *37*, 679

[45] T. TAMURA, Nucl. Phys., 1965, *73*, 81

[46] B. BUCK, Phys. Rev., 1963, *130*, 712

[47] B. BUCK, A. P. STAMP et P. E. HODGSON, Phil. Mag., 1963, *8*, 1805

[48] H. W. BROEK, J. L. YNTEMA, B. BUCK et G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. 1965, *64*, 259

[49] G. R. SATCHLER, J. L. YNTEMA et H. W. BROEK, Phys. Letters, 1964, *12*, 57

[50] T. TAMURA et R. K. JOLLY, Phys. Letters, 1965, *18*, 295

[51] N. K. GLENDENNING et M. VENERONI, UCRL-11726

[52] W. H. BASSICHIS et A. DAR, Analytical expressions for inelastic scattering cross sections

[53] A. SPRINGER et B. G. HARVEY, Phys. Letters, 1965, *14*, 116

[54] D. J. HOREN, J. R. MERIWETHER, B. G. HARVEY, A. BUSSIERE DE NERCY et J. MAHONEY, Nucl. Phys., 1965, *72*, 97

[55] J. SAUDINOS, Thèse 3 ème cycle, et J. THIRION et J. SAUDINOS, Nucl. Instr. Methods, 1959, *5*, 165.

[56] J. ELLIOTT, Nucl. Instr. Methods, 1961, *12*, 60

[57] G. BRUGE, Thèse 3 ème cycle, Orsay 1963.
A. GARIN, Colloque int. Utilisation des détecteurs à semi-conducteurs en Physique Nucléaire Liège 1963 p. 67.

[58] G. VALLOIS, Thèse de 3 ème cycle Orsay, 1963

[59] R. CHAMINADE, A. FALCOZ, M. LECHACZYNSKI et J. PAIN, IEEE transactions on nuclear sciences, *NS 11*, 1964, 446

[60] A.M. PAPIAU, Thèse 3 ème cycle, Université de Paris, 1966

[61] H. KRIVINE, Thèse 3 ème cycle, Université de Paris, 1966

[62] EISBERG et PORTER, Rev. Mod. Phys. 1961, *33*, 190

[63] BLAIR, Phys. Rev., 1957, *108*, 827

[64] LANDOLT-BORNSTEIN, Tables "Energy levels of nuclei", springer-Verlag ed., Berlin 1961

[65] D.K. Mc DANIELS, J.S. BLAIR, S.W. CHEN et G.W. FARWELL, Nucl. Phys. 1960, *17*, 614

[66] E. KASHY et T.W. CONLON, Phys. Rev. 1964, *135*, B 389

[67] J.D. Mc CULLEN, B.F. BAYMAN et L. ZAMICK, Phys. Rev., 1964, *134*, B 515

[68] J.C. JACMART, M. LIU, R.A. RICCI, M. RIOU, C. RUHLA, Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1964, Vol. II, p. 497.

[69] K. MATSUDA, Nucl. Phys., 1962, *33*, 536

[70] L. ZAMICK, ANL-6878 p. 175

[71] M. CRUT, P.R. SWEETMAN et N.S. WALL, Nucl. Phys. 1960, *17*, 655

[72] J. SAUDINOS, Communication au Colloque de Physique Nucléaire Orsay, J. Phys., 1963, *24*, 1048.

[73] W.S. GRAY, R.A. KENEFICK et J.J. KRAUSHAAR, Nucl. Phys. 1965, *67*, 565

[74] P.D. BARNES, C.K. BOCKELMAN, O. HANSEN, A. SPERDUTO, Phys. Rev., 1963, *140*, B42

[75] J. BELLICARD, P. BARREAU et D. BLUM, Nucl. Phys., 1964, *60*, 319

[76] J.R. MERIWETHER et al. Phys. Rev., 1966, *146*, 804

[77] Rapport annuel de l'Université de Washington, Juin 1965 p. 18.

[78] R.R. WILSON, A.A. BARTLETT, J.J. KRAUSHAAR, et J.D. Mc CULLEN, Phys. Rev. 1962, *125*, 1655

[79] M. BARLOUTAUD, R. CHAMINADE, H. FARAGGI, D. GARRETA et B.G. HARVEY, Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechnisms, Padoue, 1962, p. 765. Gordon and Breach ed.

[80] J. BELLICARD et P. BARREAU, Nucl. Phys. 1962, *36*, 476

[81] T. STOVALL et N.M. HINTZ, Phys. Rev. 1964, *135*, B330

[82] A. SPERDUTO et W.W. BUECHNER, Phys. Rev., 1964, *134*, B142

[83] G. BRUGE, J.C. FAIVRE, H. FARAGGI, J. SAUDINOS et G.VALLOIS, Phys. Letters, 1964, *13*, 244

[84] G. BRUGE, J.C. FAIVRE, M. BARLOUTAUD, H. FARAGGI, et J. SAUDINOS, Phys. Letters, 1963, *7*, 203

[85] H.W. BROEK, Phys. Rev. 1963, *130*, 1914

[86] B.G. HARVEY, Communication privée

[87] C. PARIS and W.W. BUECHNER, Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys., Dunod ed., 1959, p. 515.

[88] J. BENVENISTE, A.C. MITCHELL et C.B. FULMER, Phys. Rev. 1963, *130*, 309

[89] P.H. STELSON et F.K. Mc GOWAN, Phys. Rev. 1958, *110*, 495

[90] B.L. COHEN et R.E. PRICE, Phys. Rev. 1961, *123*, 283

[91] J. KANTELE et M. KARRAS, Phys. Rev. 1964, *135*, B9

[92] L.R. NORRIS et C.F. MOORE, Phys. Rev. 1964, *136*, B40

[93] C.L. NEALY et R.K. SHELINE, Phys. Rev. 1964, *135*, B328

[94] J. BELLICARD, et P. BARREAU, Communication privée

[95] P.G. HANSEN, H.L. NIELSEN, et K. WILSKY, Nucl. Phys. 1962, *30*, 140

[96] P.H. STELSON et L. GRODZINS, Nuclear Data, 1, Déc. 1965

[97] ALKHAZOV, Izvestia, Akad. Nauk. SSSR, 1964, *28*, 232

[98] G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 1965, *70*, 177

[99] H.O. FUNSTEN, N.R. ROBERSON et E. ROST, Phys. Rev. 1964, *134*, B117

[100] M.P. FRICKE et G.R. SATCHLER, Phys. Rev. 1965, *139*, B567

[101] H. GRANNEL et al, Phys. Rev. 1961, *125*, 923

[102] A.M. BERNSTEIN et E.P. LIPPINCOTT, Phys. Rev. Letters, 1966, *17*, 321

[103] D. HENDRIE, Communication privée.

[104] G. BRUGE, J.C. FAIVRE, H. FARAGGI, G. VALLOIS, A. BUSSIERE et P. ROUSSEL Phys. Letters, 1966, *22*, 654

[105] G. BRUGE, J.C. FAIVRE, H. FARAGGI, G. VALLOIS, A. BUSSIERE et P. ROUSSEL Phys. Letters, 1966, *22*, 640

[106] N.K. GLENDENNING et al. Proc. Intern. Conf. Nucl. Physics, Gatlinburg, 1966

[107] M. AUERBACH, Phys. Letters, 1966, *21*, 57

[108] M. AUERBACH, Nucl. Phys. 1966, *76*, 321

Manuscrit reçu le 13.12.66

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 22 décembre 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n°213
1967